计算球面天文学

L. G. 塔夫 著

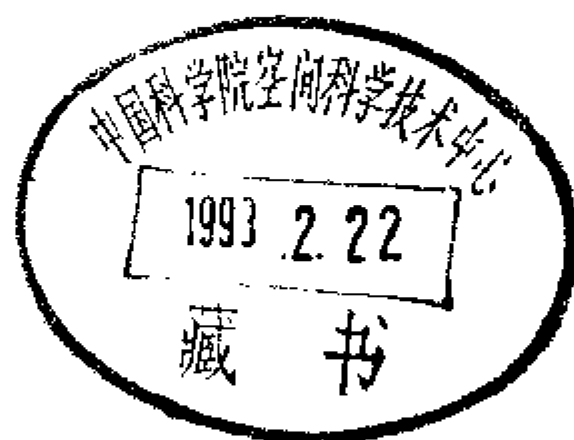
科学出版社

计算球面天文学

L. G. 塔夫 著

凌兆芬　毛昌鉴 译

肖耐园 校



科学出版社

1992

（京）新登字 092 号

内 容 简 介

本书论述球面天文学中的应用数学问题，主要介绍恒星、行星和人造卫星观测位置的归算，讨论各项改正和数学处理，内容包括总岁差、章动、自行、光行差、视差、地球形状、大气折射和时间系统，书中还介绍了照相天体测量、天体力学以及天文星表. 对每个课题，先简要地阐述理论基础，然后全面地探讨严格的计算方法和各种近似方法，每章包含有完整的数值计算例子. 书后附有天文学名词，供读者迅速方便地查检，以便理解天文学和天体测量的一些主要术语.

阅读本书并不要求具有天文学的专门知识，因此本书适用于初涉上述领域的读者. 本书也可供在天文学和大地测量学部门工作或学习的科技人员、教师和大学生学习参考.

Laurence G. Taff

COMPUTATIONAL SPHERICAL ASTRONOMY

John Wiley & Sons Inc., 1981

计算球面天文学

L. G. 塔夫 著

凌兆芬 毛昌鉴 译

肖耐园 校

责任编辑 方开文

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码：100707

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1992 年 9 月第一版 开本：787×1092 1/32

1992 年 9 月第一次印刷 印张：8 1/4

印数：1—700 字数：177 000

ISBN 7-03-002962-3/P・582

定价：7.60 元

前　　言

本书论述球面天文学中的应用数学问题，旨在帮助那些没有受过天体测量训练的科学家和工程师迅速掌握方位天文学中的计算方法．虽然书中重点强调了算法本身，但并未忽视计算的理论基础．不过，这毕竟不是一部球面天文学教程，读者倘若不参阅这类著作，那将会有所不足．

本书阐述的都是一些经典问题，即总岁差、章动、自行、光行差、视差和地球形状、大气折射以及时间系统．此外也讨论了天文星表、照相天体测量(用于更现代化的设备)的原理和天体力学基础．对于每一个论题，先简要地阐明其理论基础，然后详尽地探讨严格的和各种近似的计算方法，每一章都含有完整的数值计算实例，并给出中间结果，以便于读者检验自己对有关内容的掌握程度．无论什么时候，对于同一类型的问题，用几种等价的分析方法或者数值方法求解，看来是可取的．读者可能会料到自己的计算结果在最后一位上或许有所差异．本书还包括了一份内容丰富的天体测量学、天文学以及天体物理学的术语汇编．对于天体物理学而言，所列出的乃是读者最有可能遇到的词汇，对于天体测量学而言，则包括了它的全部基本概念．

在别的书中已介绍得很详细的某些论题，本书皆已从略．它们包括光学仪器及其误差、恒星星表的编制、双星系统、大地测量问题、钟及其误差、轨道决定和改进、非光学资料处理、日月食、掩星和凌日等等．书中亦未给出对于利用对数表和

三角函数表计算时非常有用的许多专用公式。全书侧重于对北半球的叙述和公式推导，但是也给出了南北两个半球的公式。

我虽然受过天体物理学的专业训练，但并不是一位天体测量学专家。然而，却为一个配备有微光电视照相机并用计算机控制的天文台负责确定、设计、完成及检验观测程序和资料归算程序。在着手上述工作时，旧的教科书（尤其是 Chauvenet, 1891; Doolittle, 1895; Newcomb, 1906 和 Smart, 1931）显然已不够完备，或陈旧过时了。新的著作（例如 Woolard 和 Clemence, 1966; Van de Kamp, 1967; Mueller, 1969; McNally, 1974; 英国和美国航海历表局, 1974）有时也有同样的缺陷，或者在离题甚远的问题上花费许多篇幅，或者是为已具备天体测量学知识的读者撰写的。鉴于这些著作已经问世（特别是 Woolard 和 Clemence 的杰出著作），并设想读者只是一个初学者，我尝试在读者和这些权威性著作之间架起一座桥梁。特别是我只要求读者具备微积分、矩阵代数学、初等统计学和其他一些数学技能，而不必具备天文知识。本书使用的符号是标准的，天文常数值则是国际天文学联合会于 1976 年建议采用的，精通这一领域的读者将会发现，选取这些常数可能会在结果数值上引起十分细微的差异。

Woolard 和 Clemence (1966) 的著作对我的影响很深。同时，我也要感谢 J. M. Sorvari 博士的帮助，他仔细阅读了我的手稿。与 J. L. Russell, G. D. Gatewood, H. K. Eichhorn 诸位博士的讨论也使我得益匪浅。表 2, 3, 4 (经许可) 取自 5268 颗标准恒星星表（历元 1950.0，以 N30 标准系统为基础）、第四基本星表、以及史密松天体物理台星表。我也

要感谢麻省理工学院的林肯实验室给我的支持，特别是感谢 Marie Grey 出色的打字技能。尽管我得到了种种帮助，但书中的错误仍在所难免，这应由我本人负责。

L. G. 塔夫

1980 年 11 月

马萨诸塞州 列克星敦

目　录

第一章 引 论

§1.1 数学准备

天体(恒星、行星、卫星、人造天体等)的光学观测与我们能立刻获得的信息有关,这种信息就是在观看、照相或用其他方法记录天体射来的光和光谱分布时,仪器必须指向的那个方向. 方向,或者说方位,便是本书论述的内容,它完全由以观测仪器为中心的球面坐标系中的两个角来确定,也可以使用一组与之等价的其他数据. 特别是若用 θ 表示纬度,ϕ 表示经度,则经常使用的方向余弦矢量为

$$\mathbf{l}(\phi,\theta)=\begin{Bmatrix}\cos\theta\cos\phi\\ \cos\theta\sin\phi\\ \sin\theta\end{Bmatrix} \tag{1.1}$$

由于以仪器为中心的坐标系依赖于仪器所处的位置,它并不是一种惯性坐标系,所以它不适用于天体测量的种种目的. 因此,本书的主旨是描述如何逐步逼近于某种惯性坐标系,并阐明为使望远镜指向某个特定天体而必需的种种修正. 最后,书中有时用"位置"(place)这个词来替代"方位"(position).

对太阳系天体和近距恒星的理论探讨,既涉及到它们的方向 $\mathbf{l}(\phi,\theta)$,也涉及到它们的距离 r,这种天体的位置用 $\mathbf{r}=r\mathbf{l}(\phi,\theta)$ 表示.

修正到惯性位置(或反过来,改正到观测位置)大多可以用坐标系的变换或者旋转公式来表示. 围绕 x,y 和 z 轴分别

旋转 α,β 和 γ 角(所有的角均以弧度表示，除非另有特别说明),这三种基本旋转等价于分别乘以如下的矩阵:

$$
\begin{aligned}
R_1(\alpha) &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha & \sin\alpha \\ 0 & -\sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \\
R_2(\beta) &= \begin{bmatrix} \cos\beta & 0 & -\sin\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\beta & 0 & \cos\beta \end{bmatrix} \qquad (1.2) \\
R_3(\gamma) &= \begin{bmatrix} \cos\gamma & \sin\gamma & 0 \\ -\sin\gamma & \cos\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}
\end{aligned}
$$

§1.1.1 球面几何学

球面是与一个特殊的固定点(即这个球面的中心)等距离的所有点的空间轨迹．球心与球面上任一点之间的距离 R 称为半径．球的表面积为 $4\pi R^2$． 任何一个平面与一个球面的交线都是一个圆．垂直于交线圆,并通过圆心的直线,称为该圆的轴．圆的轴与球面相交于该圆的两个极．如果这个圆的中心与球面中心重合,那么这个圆就称为大圆;否则便称为小圆．由于一个大圆的圆周为 $2\pi R = 360°$，因此整个球面包含有 $4\pi(360/2\pi)^2 \simeq 41253$ 平方度． 每个大圆都平分这个球面．一般说来通过球面上两个不同的点，只存在唯一的一个大圆,除非这两个点是某个大圆的极．

当两个大圆相交时，它们交于两点．在这两个交点处构成了四个球面角．球面角的大小，用由构成该球面角的两个大圆所截的以该球面角的顶点为极的大圆上的那段圆弧来度量．图 1 中球面角 $AO'B = \measuredangle A'O'B' = \widehat{AB}$， 由三个大圆

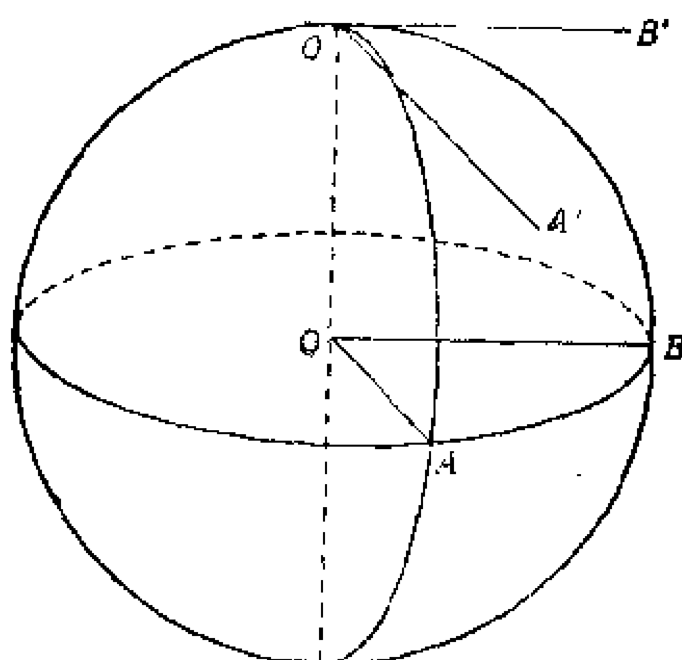


图1　球面角 $AO'B$，$O'A$ 和 $O'B$ 是大圆弧.

相交构成的图形称为球面三角形. 球面三角形浩繁的三角学关系可以用下述三个定律简单地概括，即正弦定律

$$\frac{\sin a}{\sin A}=\frac{\sin b}{\sin B}$$

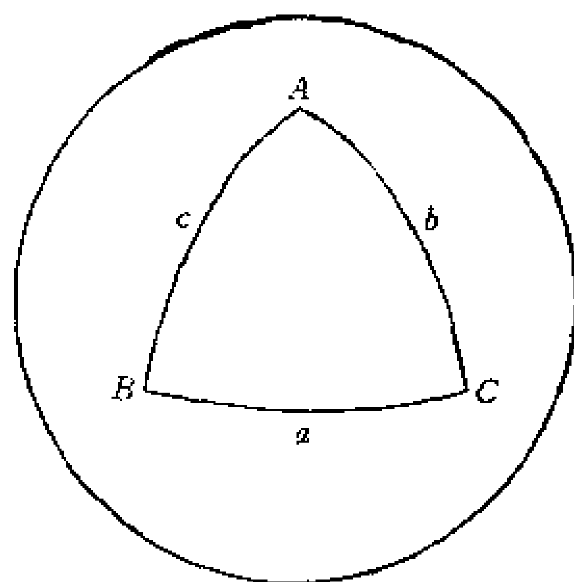


图2　球面三角形的六个元素.

边的余弦定律(基本关系)

$$\cos a = \cos b\cos c + \sin b\sin c\cos A$$

角的余弦定律

$$\cos A = -\cos B\cos C + \sin B\sin C\cos a$$

参看图2，容易理解，角 $A=\measuredangle BAC$，边 $a=\overset{\frown}{BC}$. 此外，在这些公式中任何一对大、小写字母，都可以用另一对大、小写字母来置换*. 在

* 即在公式中可以用 C 和 c 来置换 A 和 a 或 B 和 b、——译者注

天文学中最重要的球面三角形是以北天极、天顶和所讨论的那一点作为三个顶点的三角形. 它叫做天文三角形.

§1.2 补充读物

本书内容自成体系，但它并非球面天文学及其相关领域的全面概述. 有两种补充书刊乃是必不可少的,第一种是《美国天文年历和航海历书》(The American Ephemeris and Nautical Almanac, 美国政府出版局，华盛顿，哥伦比亚特区,年刊),或者是与之相当的英国《天文年历》(The Astronomical Ephemeris,英国皇家测绘局,伦敦，年刊). 前者以下简写成 AENA. 数字实例可参阅 1979 年或 1980 年年历.第二种著作是《天文年历及美国天文年历和航海历书的补充说明》(The Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris and The American Ephemeris and Nautical Almanac, 英国皇家测绘局,伦敦，1961年；1974 年第二版).

现有的教科书中最好的是 Woolard 和 Clemence(1966)的《球面天文学》(Spherical Astronomy)[1].这本书在许多方面取代了 Smart 的《球面天文学教程》(Text-Book on Spherical Astronomy, 1931, 及以后的版本;由 R. M. Green 修订的第六版，1977). 但 Smart 的教程在一些方面仍是有用的，我还推荐他的第四和第五版本. 其他重要的有 Mueller (1969), Van de Kamp (1967), McNally (1974), Doolittle (1895), Chauvenet (1863), Newcomb (1906) 和 Nassau (1931) 等的著作. Woolard 和 Clemence 的专著以及美国

1) 这本书正文后面给出了完整的参考文献.

天文年历的《补充说明》总的来说是最权威的著作。

Eichhorn 在他自己的著作(1974)中透彻地论述了位置星表本身的问题。在 Mueller (1969) 教科书的第六章中也有较简略的论述。天文学和天体物理学的总貌可到《恒星和恒星系统》(Stars and Stellar Systems, 芝加哥大学出版社)这部百科全书式的丛书中查找。

第二章 天球坐标系

§2.1 天球坐标系的性质

天文学中普遍应用的坐标系是直角坐标系和球面坐标系。后者是从天球的直觉形状和缺乏关于天体距离的知识自然产生出来的。前者更适合于解决理论天文学的问题及表示包含坐标系转换的计算公式。每种球面坐标系均以一个基本圈(有时称参考圈)、这个圈上的一个特殊点和这个圈的一个极点为标志。一种特定坐标系(地平、赤道、黄道)的名称就取自基本圈(即天文地平、天赤道、黄道)的名称。为了指明坐标系原点的位置，使用一个附加的修饰词。原点位于观测者的坐标系称为站心坐标系，位于地球中心的称为地心坐标系，位于太阳中心的称为日心坐标系。直角坐标系的命名惯例是类似的。通常 z 轴指向参考圈的选定极， x 轴指向参考圈上的特殊位置。右手和左手坐标系都普遍地使用。

人们总希望使用惯性坐标系，因为这便于将观测与理论作比较。虽然站心、地心和日心坐标系都不是惯性坐标系，但日心坐标系是惯性坐标系的很好的近似。使用非惯性坐标系必须指明坐标系的历元，这是因为一个在惯性空间固定的天体，其位置相对于非惯性坐标系是随时间而变化的。因此，我们会看到，在一个特定的坐标系的名称前必须添加一组精确定义的形容词短语。在第三、第四和第五章中介绍这些附加术语。

除了三个三维的球面和直角坐标系以外，我们还要讨论

两个二维坐标系．其一，视线把天体投影到天球面上，为要表示一个天体相对于另一个天体的位置，一个包含有位置角和距离的二维坐标系是很有用的．木星卫星相对于木星的位置或者双星系内伴星相对于主星的位置，即为其例．其二，视线把行星表面的特征或标志投影在行星圆面上，它们的位置用行星表面坐标确定．这方面的例子还有太阳圆面上的黑子和月亮上环形山的位置的确定．三维坐标系的各种情况、视差和行星表面坐标系在第四章中讨论．

这一章的其余部分，将精确定义球面坐标系，论述它们之间的相互关系，并简要考察在这些坐标系里的几个特殊位置．

§ 2.1.1 天球

请想象一下晴朗的夜空．未及欣赏美景，我们立即感到置身于一个广袤无垠球面的中心，在这个球面上有无数的星星．这个球面被称为天球． 我们把它的半径看成是无限的．事实上，任何时候我们只能看到天球的一半．天球的可见和不可见部分的分界线称为地平．地平的极，即直指头顶和脚下的两个点，分别称为天顶和天底．

观测几个小时之后，我们会察觉到，天球看来在从东向西地绕着一个固定点旋转．这一点在北(南)半球称为北(南)天极．通过天极的直线确定了地球的自转轴．通过天极和天文天顶的大圆称为天子午圈．天子午圈与天文地平相交于北点和南点．

观测几个星期之后，我们会注意到，太阳和行星(按字面意义为“游荡的星”)相对于“固定”的恒星在移动．而且，这些运动几乎是共面的．太阳视运动确定的平均平面与天球相交于称为黄道的大圆． 黄道和天赤道相互倾斜约 23°.5． 黄道

对于天赤道的倾角称为黄赤交角。黄道与天赤道的交点称为二分点。太阳在春初直观上通过春分点（亦称白羊座第一点），这时它向北移动；并在秋初通过另一个分点(称为秋分点),这时它向南移动。

三个大圆中的每一个——天文地平、天赤道和黄道,皆是天球坐标系的基本参考圈。只有地平是容易识别的,但是,由于存在局部不规则地形,天文地平必须与可见地平相区别。

§2.2 地平坐标系

可见地平或称视地平是观测者看到的地球表面在天球上的投影,它未必是一个大圆。因此,不能作为一个基本圈。我们将代之以天文地平作为参考圈。天文地平的轴与地方重力场的方向相一致，这个方向称为天文垂线。天文地平是这样的一个大圆,中心在观测者,其轴就是天文垂线。天文垂线与天球交于两点,上面为天顶,下面为天底，这两点是天文地平或称实用地平的极。

理想的地平是这样的大圆,以地球中心为中心,它的轴是天文垂线。然而，由于天文地平的平面与理想地平的平面是平行的,它们必然与无限大的天球相交于同一个大圆。因此,它们之间没有实质的差别。

现在,我们定义了基本圈(天文地平),并选定它两极中的一个(天文天顶),剩下的问题是在天文地平上确定一点,以便随之能够定义地平坐标系。我们用天子午圈和天文地平的南交点作为这一点。这种做法不是唯一的，也可以用北点，即天子午圈和天文地平在北面相交的点。但很少用东点和西点(通过天文天顶和天底垂直于天子午圈的大圆与天文地平的

交点，这个大圆称作卯酉圈）来代替北点或南点．天子午圈的极是东点和西点．卯酉圈的极是北点和南点．见图 3，图中天顶以 Z 表示，北天极以 NCP 表示，四方点以 N, E, W 和 S 表示，而天体以 P 表示．

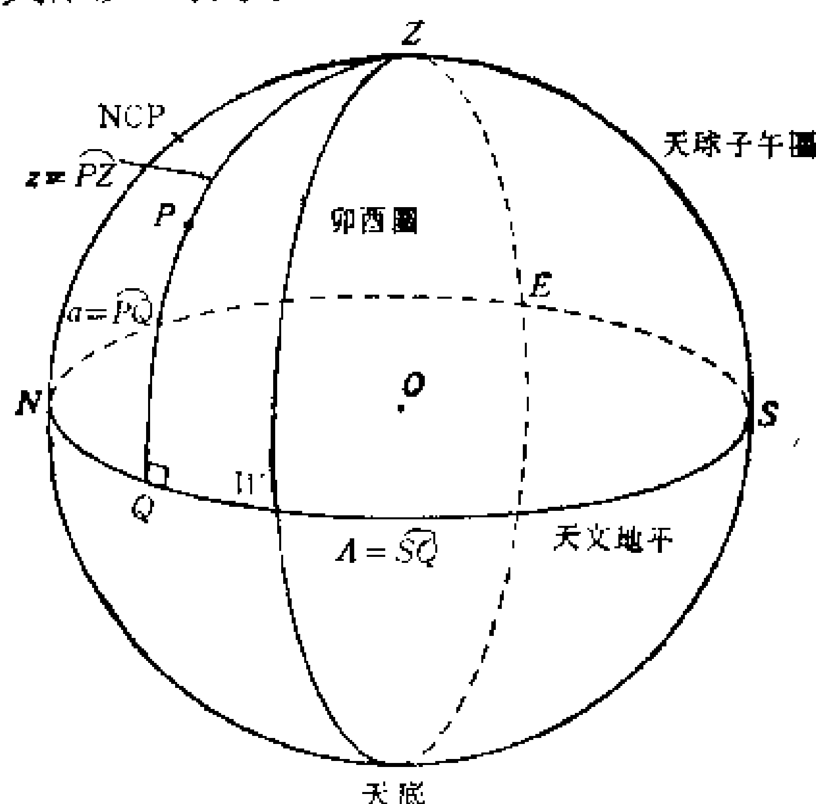


图 3　天球地平坐标系

P 点的高度为 a，是从天文地平沿通过 P 点和天文天顶 (Z) 的大圆向天文天顶（或天底）计量的角距离，向天顶为正（向天底为负）．在图 3 中，P 点的高度为 $\widehat{PQ}$．如果 P 点和天文天顶（天底）重合，则 $a=+90°(-90°)$．高度的余数称为天顶距，$z=90°-a$．图 3 中，P 点的天顶距为 $\widehat{PZ}$．如果 $a<0(z>90°)$，$-a$ 这个量称为俯角．有时高度被错误地称作仰角．北天极的高度是观测者的天文纬度 Φ．

P 点的方位角 A，是从南点向西沿着天文地平到通过 P 点和 Z 点的大圆与天文地平的交点所量度的角距离．在图 3

中，P 点的方位角为 $\widehat{SQ}$. 四方点 N, E, W 和 S 的方位角为 180°, 270°, 90° 和 0° (或 360°). 所有天球坐标系的一个共同特点就是在基本圈的极上经向坐标(这里是方位角)是不确定的.

高度为 a (或天顶距 $z = 90° - a$) 和方位角为 A 的点的位置矢量为

$$\mathbf{l} = \begin{bmatrix} \cos a \cos A \\ \cos a \sin A \\ \sin a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin z \cos A \\ \sin z \sin A \\ \cos z \end{bmatrix} \tag{2.1}$$

并且 $\mathbf{l} \cdot \mathbf{l}^T = 1$. 当 P 点的距离为 r 时，它的位置由 $\mathbf{r} = r\mathbf{l}$ 给定. 高度、天顶距以及方位角通常以度的小数或 60 进制弧计量 (12°34′56″=12°.5822). 注意，地平系统是左手系.

天球的视运动使固定于天球上的任何一点的高度和方位角不断变化. 此外，在地平系中，天体的位置依赖于观测者的地理位置. 由于这些原因，即使地平系在实际上完全能实现，它也是很难适用于恒星位置表的. 以天赤道为基准并参与地球周日旋转的坐标系(时角和赤纬坐标系)是更适宜的坐标系. 如果我们消除地球周日旋转，将得到一种更合适的坐标系(赤经和赤纬坐标系，即赤道坐标系).

§2.3 赤道坐标系

两种赤道坐标系的基本圈是天赤道. 天赤道是通过地球中心，其轴为地球自转轴的平面与天球的交线. 我们使用北天极作为天赤道的特定极. 为了在天赤道上确定一个特殊点，选定一个分点，即天赤道和黄道的一个交点，我们使用的是春分点，用♈表示.

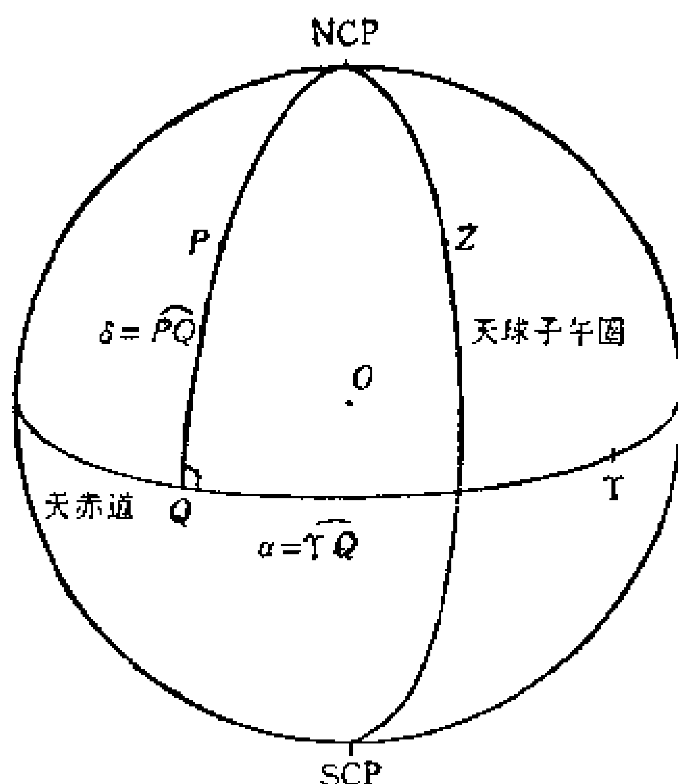


图 4　天球赤道坐标系，♈为春分点

P 点的赤纬 δ（见图 4）是从天赤道沿着通过 *P* 点和北天极（NCP）的大圆计量的角距离，向北天极为正（向南天极为负）。图 4 中，*P* 点的赤纬为 $\widehat{PQ}$。如果 *P* 点和北（南）天极重合，那么，$\delta = +90°(-90°)$，赤纬的余数称为北极距。

P 点的赤经 α 是从春分点向东沿着天赤道到通过 *P* 点和 NCP 的大圆与天赤道的交点的角距离。在图 4 中，*P* 的赤经为 $\widehat{♈Q}$。秋分点的赤经为 12^h。

赤纬为 δ 和赤经为 α 点的位置矢量为

$$\mathbf{l} = \begin{bmatrix} \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\delta\sin\alpha \\ \sin\delta \end{bmatrix} \tag{2.2}$$

且 $\mathbf{l}\cdot\mathbf{l}^T=1$。当距离为 r 时，*P* 点的位置为 $\mathbf{r}=r\mathbf{l}$。赤纬通常用六十进制的度、分、秒计量（$-65°43'21''=-65.°7225$），而赤经通常用六十进制的时、分、秒计量。两种单位制的联系

是根据天球在 24^h 之内旋转 $360°$.因此有 $1^h = 15°, 1^m = 15'$ 以及 $1^s = 15''$.

例 2.1 把 $12^h34^m56^s$ 表示成以时的小数,度的小数和度、分、秒计量.

因为 $12^h34^m56^s$ 就是 $12^h + (34 + 56/60)^h/60$,它的时的小数为 $12^h.5822$. 注意 $12^h.5822$ 的最大误差为 5×10^{-5} 小时即 $0^s.18$. 因此,只要将此数换算到 $12^h34^m56^s$ 的最近的整秒位上, 就不必要求更多的位数. $12^h.5822$ 乘上 15 得到 $188°.733$, 并且将度的小数部分乘 60 得到 $188°44'.0$. 然而, 它不是 $188°44'0''$. 时秒和角秒之间的差别表现为因子 15, 这意味着当赤经和赤纬以 60 进制表示的时候,对于相同的精度,有必要在赤经上再附加一位小数.因此, $12^h34^m56^s$ $12^h.5822 = 188°.7333 = 188°44'0''$. $44'.0$ 和 $44'0''$ 之间的差异可达 $\pm3''$.

赤经和时间之间的紧密联系是很明显的, 如果我们考虑这样一段距离,它从天子午圈与天赤道的交点起,沿着天赤道向西正向量度到通过 P 和 NCP 的大圆和天赤道的交点. 对于恒星,这种测量直接给出它到达过子午圈的时间.这个量称为时角 h. 时角通常从子午圈向西计量为正(0^h 到 $+12^h$),从子午圈向东计量为负 (0^h 到 -12^h). 若一个天体的固有运动即自行很大, 时角的简单内插就不再有效了. 时间和赤经之间关系很简单,即

$$h = \tau - \alpha. \tag{2.3}$$

这里 τ 是春分点时角,这个量也是子午圈上一点的赤经,或称恒星时. 恒星时在第六章中还要充分讨论. 现代恒星星表列出赤经和赤纬.

§2.4 黄道坐标系

太阳系的大天体几乎都在黄道平面内运动。因此，为了将理论与观测作比较，以黄道为基准的坐标系是方便的。地球瞬时平均轨道面与天球相交产生的大圆称为黄道。黄道上的特殊点也是春分点。

P 点的黄纬 β 是从黄道沿经过 P 点和北黄极的大圆测量的角距离，向北计量时为正，向南计量时为负。如果 P 点和北(南)黄极重合，则 $\beta=+90°(-90°)$。

P 点的黄经是从春分点向东沿黄道到通过 P 点和北黄极的大圆与黄道的交点测量的角距离，秋分点的黄经为 180°。

黄纬为 β 和黄经为 λ 的一点，其位置矢量为

$$\mathbf{l}=\begin{bmatrix}\cos\beta\cos\lambda\\ \cos\beta\sin\lambda\\ \sin\beta\end{bmatrix} \tag{2.4}$$

而 $\mathbf{l}\cdot\mathbf{l}^T=1$。当 P 点距离为 r 时，P 点的位置由 $\mathbf{r}=r\mathbf{l}$ 给出。黄纬和黄经通常用度表示。

§2.5 天球坐标的旋转变换

地平、赤道和黄道坐标系之间的变换，能由基本旋转的组合或通过解适当的球面三角形来实现。这一节讨论的所有情况中，原点都是固定的。转换在第四章中讨论。如上所述，从一个坐标系变换到地平坐标系或由它出发作变换，都要有观测者的天文纬度（Φ）和恒星时（τ）。黄道坐标系的变换中黄赤交角 ε 也是必需的。

利用(1.1)式 $\mathbf{I}(a,b)$ 的表示方式，前面引入的关于坐标的各种符号以及(1.2)式引入的基本旋转矩阵，坐标变换就能简单地表示出来。

(1) 从地平坐标系到时角和赤纬坐标系

$$\begin{aligned}\mathbf{I}(h,\delta) &= R_2(\Phi - 90^\circ)\mathbf{I}(A,a) \\ &= R_2(\Phi - 90^\circ)\mathbf{I}(A, 90^\circ - z)\end{aligned} \tag{2.5}$$

或

$$\begin{aligned}\cos\delta\cos h &= \cos\Phi\sin a + \sin\Phi\cos a\cos A \\ \cos\delta\sin h &= \cos a\sin A \\ \sin\delta &= \sin\Phi\sin a - \cos\Phi\cos a\cos A\end{aligned} \tag{2.6}$$

(2) 从时角和赤纬坐标系到地平坐标系

$$\mathbf{I}(A, a) = R_2(90^\circ - \Phi)\mathbf{I}(h,\delta) \tag{2.7}$$

或

$$\begin{aligned}\cos a\cos A &= -\cos\Phi\sin\delta + \sin\Phi\cos\delta\cos h \\ \cos a\sin A &= \cos\delta\sin h \\ \sin a &= \sin\Phi\sin\delta + \cos\Phi\cos\delta\cos h\end{aligned} \tag{2.8}$$

(3) 从黄道坐标系到赤道坐标系

$$\mathbf{I}(\alpha,\delta) = R_1(-\varepsilon)\mathbf{I}(\lambda,\beta) \tag{2.9}$$

或

$$\begin{aligned}\cos\delta\cos\alpha &= \cos\beta\cos\lambda \\ \cos\delta\sin\alpha &= -\sin\varepsilon\sin\beta + \cos\varepsilon\cos\beta\sin\lambda \\ \sin\delta &= \cos\varepsilon\sin\beta + \sin\varepsilon\cos\beta\sin\lambda\end{aligned} \tag{2.10}$$

(4) 从赤道坐标系到黄道坐标系

$$\mathbf{I}(\lambda,\beta) = R_1(\varepsilon)\mathbf{I}(\alpha,\delta) \tag{2.11}$$

或

$$\begin{aligned}\cos\beta\cos\lambda &= \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\beta\sin\lambda &= \sin\varepsilon\sin\delta + \cos\varepsilon\cos\delta\sin\alpha \\ \sin\beta &= \cos\varepsilon\sin\delta - \sin\varepsilon\cos\delta\sin\alpha\end{aligned} \tag{2.12}$$

时角和赤纬坐标系与赤道坐标系之间的关系在(2.3)式

中给出。

读者注意，一个角最好由它的正切和余切的值决定，而它的任何的象限不确定性由正弦和余弦的符号解决。此外，计算器和微型计算机中的三角函数通常比反三角函数更精确。这些设备不一定能应用精确的外部文件。因此，除非舍入误差或截断误差足够小，必须认真地按排计算的次序。

例 2.2 设恒星 χ Dra 的视位置是

$$\alpha = 18^h21^m25^s.365,\quad \delta = +72°43'55''.44$$

这时地方视恒星时 $\tau = 4^h38^m47^s.26$。对于一个天文纬度 $\Phi = +33°49'03''.85$ 的观测者，计算(1)时角和北极距，(2)高度和方位角，(3)设真黄赤交角 $\varepsilon = 23°26'24''.06$，计算它的黄纬和黄经。

"视位置"、"地方视恒星时"以及"真黄赤交角"到目前为止是一些尚未定义的术语。暂时认为它们代表一组自洽的概念。请看例 5.1，5.3 和 6.3 的演算。

时角 $h = \tau - \alpha = -13^h42^m38^s.10$，也就是在这个瞬间，恒星在子午圈东 205°39′31.″5，北极距为

$$90° - \delta = 17°16'04''.56.$$

利用(2.8)式，我们有

$$\cos a \cos A = -9.4228123 \times 10^{-1}$$

$$\cos a \sin A = 1.2853497 \times 10^{-1}$$

$$\sin a = 3.0916798 \times 10^{-1}$$

则 $a = 18°0'32''.7$ ($z = 71°59'27''.3$) 和 $A = 172°13'56''.4$. 这颗恒星在西北[即 $\delta > \Phi, h > 0$ (已加上 24^h 化为正值)]。

代入(2.12)式得

$$\cos\beta \cos\lambda = 2.7706591 \times 10^{-2}$$

$$\cos\beta \sin\lambda = 1.0870389 \times 10^{-1}$$

$$\sin\beta = 9.9368798 \times 10^{-1}$$

或

$$\lambda = 75.^{\circ}7008 \text{ 和 } \beta = 83.^{\circ}5590$$

§ 2.5.1 天文三角形

如上所述，天文三角形的顶点是北天极、天顶点和所讨论的一点；参看图 5，边长是北极距 $(90^{\circ}-\delta)$、天顶距 (z) 以及天文余纬度 $(90^{\circ}-\Phi)$。相应的顶角为方位角的补角 $(180^{\circ}-A)$、时角 (h)、星位角 (η)。应用星位角可化简赤道坐标系中的天文折射改正公式。天文三角形的完整解，最广泛应用的形式是 (2.6) 和 (2.8) 式，以及 (2.13) 和 (2.14) 式

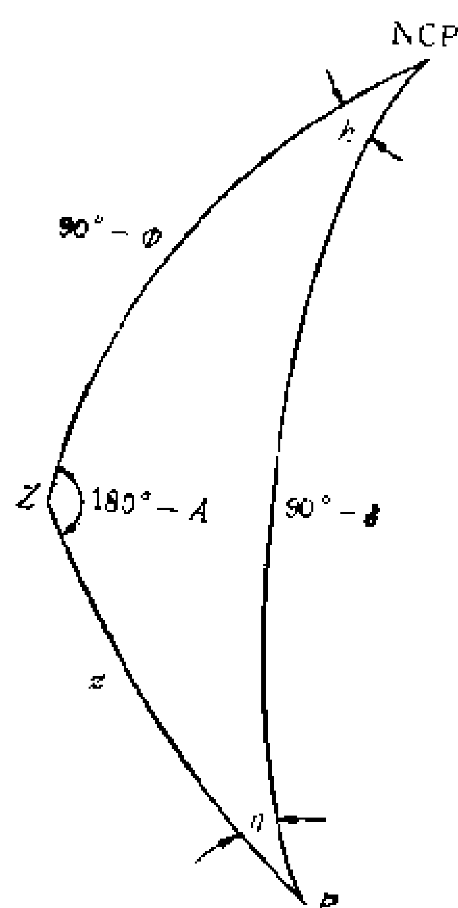


图 5 天文三角形

$$\mathrm{sgn}(\Phi)\sin z\cos\eta = \sin\Phi\cos\delta - \cos\Phi\sin\delta\cos h \tag{2.13}$$

$$\sin z\sin\eta = \cos\Phi\,|\sin h|$$

$$\begin{aligned}\mathrm{sgn}(\Phi)\cos\delta\cos\eta &= \sin\Phi\sin z + \cos\Phi\cos z\cos A \\ \cos\delta\sin\eta &= \mathrm{sgn}(h)\cos\Phi\sin A\end{aligned} \tag{2.14}$$

其中 $\mathrm{sgn}(x)$，当 x 是正值时 $\mathrm{sgn}(x) = +1$，当 x 为负值时 $\mathrm{sgn}(x) = -1$。

§ 2.6 位置角和距离

当天体投影在天球面上，如能确定一个天体相对于另一

个天体的位置，往往是很有用的。为此，一个两维的极坐标系很为合用。距离 d 是两个天体之间沿着通过它们的大圆测量的角距离。方位角 p（称位置角）是通过此天体和北天极的大圆与确定 d 的大圆之间的夹角，由北向东计量。

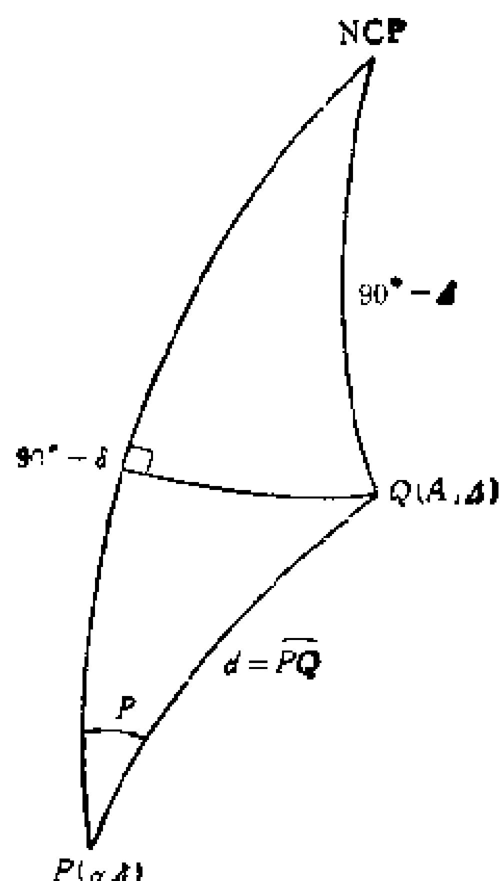


图 6 位置角和距离的极坐标系

图 6 中，我们要求点 Q 相对于 P 的距离和位置角。Q 的赤道坐标为 (A,Δ)，P 点的赤道坐标为 (α, δ)。图也含有一个小圆的弧段，它的北极距为 $90^\circ-\Delta$。连接 P 和北天极（NCP）的弧、连接 Q 和北天极的弧以及连接 P 和 Q 的弧都是大圆弧。从球面三角公式，我们有

$$\begin{aligned} \sin d\cos p &= \cos\delta\sin\Delta - \sin\delta\cos\Delta\cos(\alpha-A) \\ \sin d\sin p &= -\cos\Delta\sin(\alpha-A) \\ \cos d &= \sin\delta\sin\Delta + \cos\delta\cos\Delta\cos(\alpha-A) \end{aligned} \tag{2.15}$$

如果 $|\alpha-A|$ 和 $|\delta-\Delta|$ 都很小，那么球面三角形近似为平面三角形，(2.15) 式能够简化为

$$\begin{aligned} d\cos p &= \Delta-\delta \\ d\sin p &= (A-\alpha)\cos\delta \end{aligned} \tag{2.16}$$

例 2.3 假定木星的位置为 $(10^h40^m30^s.4, +9^\circ44'39'')$，木卫六的位置为 $(10^h38^m05^s.4, +10^\circ10'57'')$。计算木卫六相对于木星的位置角和距离（数据相应于 1980 年 2 月 3 日）。

利用这组数据和（2.15）式我们算得

$$\sin d \cos p = 7.6595465 \times 10^{-3}$$

$$\sin d \sin p = -1.0378423 \times 10^{-2}$$

$$\cos d = 9.9991681 \times 10^{-1}$$

则

$$d = 44'.3 \quad p = 306^\circ.4$$

而从近似的（2.16）式我们求得

$$d = 44'.4 \quad p = 306^\circ.4$$

§2.7 特殊的恒星位置

除了观测者在两极或赤道以外，恒星均能划分成三组．一组永不下落，一组永不上升，另一组随着季节变化或隐或显．对于 $\Phi > 0$ 的一个观测者来说，这三组星依次称为北天拱极星、南天拱极星和赤道星．在两极，总能看到半个天球上的星而看不到另外半天球上的星；在赤道上，一年里边整个天球上的星都能看到．北天拱极星的赤纬满足

$$\delta \geqslant 90^\circ - \Phi$$

而对于南天拱极星

$$\delta \leqslant \Phi - 90^\circ$$

对于赤道星

$$90^\circ - \Phi > \delta > \Phi - 90^\circ$$

当一个天体的几何天顶距为 90° 时，它正在升起或下落．相应于 $z = 90^\circ$ 的时角由（2.6）式求得

$$\cos h = -\tan\Phi \tan\delta$$

此式中 h 有两个解，一个是对于升起（$h < 0$），另一个是对于下落（$h > 0$）．升起和下落的方位角为

$$\sin A = \cos\delta \sin h$$

日出就是当太阳的上边缘从地平线以下经过地平的瞬间。考虑到太阳圆面的大小和大气折射，日出时太阳中心的天顶距为 90°50′。日落是当太阳的上边缘从地平线以上穿过地平的瞬间。月出和月没也类似于这样定义。月亮的周日视差不可忽略，它能引起月出或月没时月亮中心的天顶距从 89°49′ 到 89°55′ 的变化。

当恒星过观测者的天子午圈时就是恒星中天（即达到它的最大高度），我们必须区别恒星上中天（这发生在天子午圈的天顶一边）和下中天（这发生在天子午圈的天底一边）。上中天能发生在天顶以北或天顶以南，这取决于 δ 和 Φ 的值，对于 $\delta > \Phi$ 上中天是在天顶以北，且有

$$z = \delta - \Phi,\quad A = 180°,\quad h = 0$$

当 $\delta < \Phi$，上中天发生在天顶以南，因此

$$z = \Phi - \delta,\quad A = 0°,\quad h = 0$$

在下中天

$$z = 180° - (\delta + \Phi),\quad A = 0°,\quad h = \pm 12^h$$

当一颗恒星通过卯酉圈，$A = 90°$（西边通过）或 $A = 270°$（东边通过）。通过卯酉圈的天顶距为

$$\cos z = \sin\delta \csc\Phi$$

而时角由下式给出：

$$\cos h = \tan\delta \cot\Phi$$

也有两个解。

§ 2.7.1 季节

由于地球沿着黄道绕太阳公转，太阳似乎在 $-\varepsilon$ 和 $+\varepsilon$ 之间运动。$\delta = \mp\varepsilon$ 的瞬间叫做冬至和夏至。12 月 21 日附

近是冬至，6 月 21 日左右是夏至，它标志着冬季和夏季开始(在北半球)。$\delta=0$ 的瞬间是春分和秋分。3 月 21 日附近是春分，9 月 21 日左右是秋分，它标志着春季和秋季开始(北半球)。我们所经受的温度变化产生的主要原因是黄赤交角不为零，而不是由于轨道的偏心率。地球轨道的椭率会影响季节的平均长度。对于北半球，冬、春、夏、秋的平均持续时间

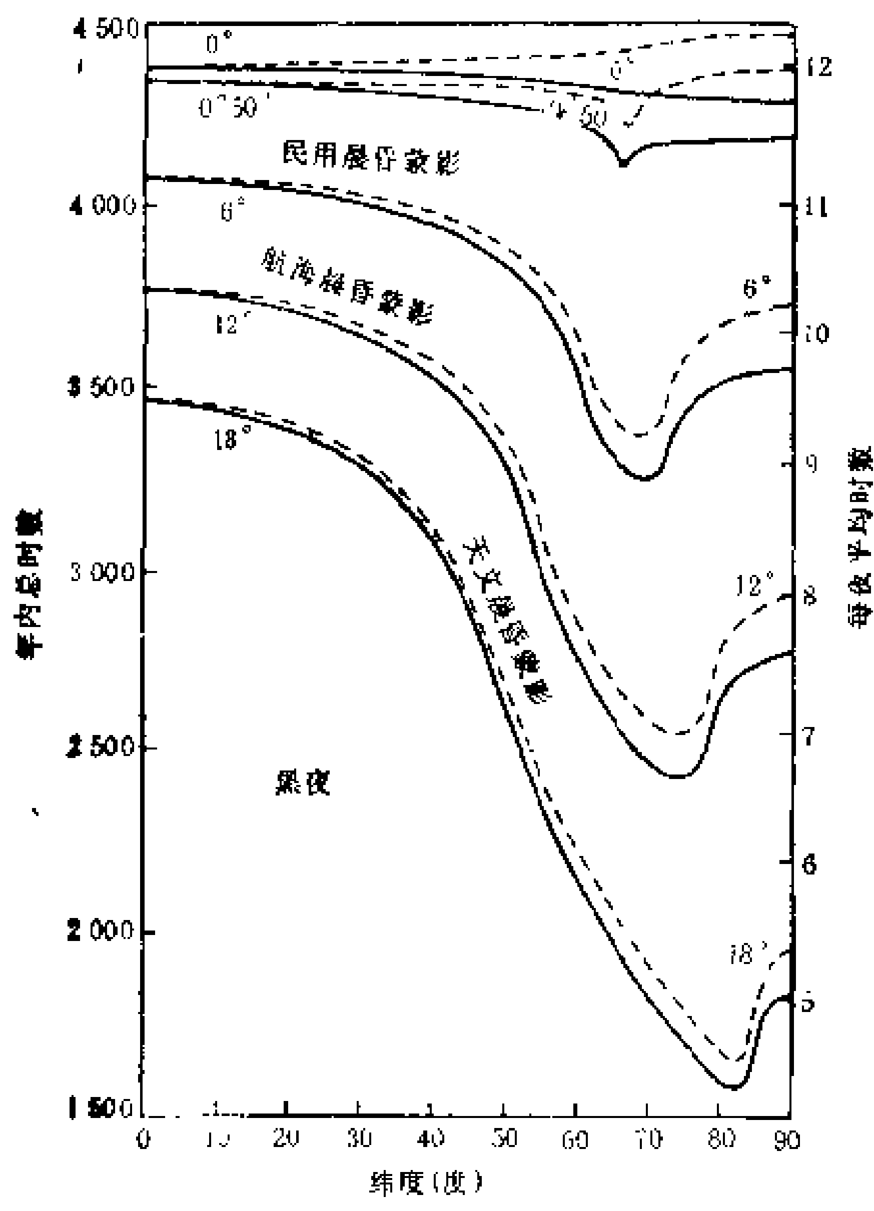


图 7 黑夜的小时数，其值为纬度的函数，北纬以实线表示，南纬以虚线表示

为 $89^d.02$，$92^d.84$，$93^d.60$ 和 $89^d.78$(总和是 $365^d.24$)。

在二分点时太阳在正东升起，在正西下落，这一天的白昼和黑夜是等长的。在北半球，冬季和秋季白昼较短，在冬至达到最短。其他两个季节相反。如果一个观测者在极北的地方(或在极南的地方)，在夏至或冬至，太阳既不下落也不升起(即 $\pm\Phi = 90° - \varepsilon$)。在地球上这些界线用北极圈和南极圈表示。类似地，纬度 $|\Phi| \leqslant \varepsilon$ 的地方，太阳能在天顶以北(南)中天。这些界线，用北回归线和南回归线表示。

§ 2.7.2 晨昏蒙影

当太阳已经下落(或还没有升起)，但天空仍然是亮的，这样一段时间是晨昏蒙影。天文晨昏蒙影，在黄昏结束(或黎明开始)，这时太阳的天顶距达到 108°；航海晨昏蒙影，在黄昏结束(或黎明开始)，这时太阳的天顶距为 102°；民用晨昏蒙影，在黄昏结束(黎明开始)，这时 $z_{\odot} = 96°$。晨昏蒙影的持续时间是某处天文纬度的函数。如图 7 所示。

第三章　总岁差和自行

编制恒星星表所用的天球坐标系是赤经和赤纬的赤道坐标系。一颗恒星的赤经赤纬经过很多年才产生非常小的变化。然而，恒星的位置确实由于两种原因而变化。一是恒星并非固定，许多恒星呈现一种它们自己固有的运动，即自行。所有恒星都具有这种特性，但是，对于大多数恒星，由于自行的量非常小（1″/年已经算大的了），事实上常常观测不出。自行在这一章的中间几节中论述。另一种效应却非常大（在天赤道上总岁差～50″/年），这是所选参考平面（天赤道平面和黄道平面）本身在惯性空间不固定造成的。总岁差是很显著的一种效应，早在古希腊就已被发现。自行直到18世纪初才被明确揭示。这一章的第一部分讨论赤道坐标的总岁差。岁差和自行以一种复杂的方式相互影响着。本章倒数第三节将讨论这两者使一颗恒星的位置不断变更的情况。还要讨论黄纬和黄经的归算，IAU（1976）新岁差量以及平位置和星表平位置之间的差。

岁差理论、岁差常数系统和它们的测定，这里没有论述。这些内容在 Woolard 和 Clemence（1966）的教科书中（第8，11，12章）占据了60多页的篇幅，引入了15—20个相互有关的参数，但是，没有给出关于计算的深入论述。Lieske 等1977年的论文，对于理顺这些关系也是很有用的。与此相反，本书强调用于计算总岁差和自行的单独影响和联合效应的各种算法。

§3.1 岁差和章动的起因

如果在太阳系中，太阳是除了地球以外的唯一天体，那么，地球将在一个椭圆上绕太阳公转。这个椭圆平面就是黄道面。但在太阳系中，存在其他天体，它们不在黄道面上；而且，它们对地球产生引力作用，这些力垂直于地球的瞬时轨道面。这些摄动改变黄道相对于惯性参考系的定向。这种行星岁差的大小(主要由于金星和木星)是行星位置和质量的函数。目前总量为春分点以 ~12.″5/世纪的速率在固定黄道上西退，伴随着黄赤交角以 ~46.″8/世纪的速率减小。此外，地球不是球对称的，而更接近于一个扁球体，这个凸起部分的存在，加之黄赤交角 ε 的非零值，意味着太阳系其它成员作用在地球上的力引起一种绕地球质量中心的力矩。这种力矩作用改变着地球自转轴的方向，因此，天赤道平面也在变动。起主要作用的是太阳 $\left(\sim\frac{1}{3}\right)$ 和月亮 $\left(\sim\frac{2}{3}\right)$。日月岁差引起春分点在固定黄道上向西移动，速率约达 50″.40/年。最后，存在一个很小的相对论效应（~1.″92/世纪），即为测地岁差。行星岁差、日月岁差、测地岁差之和称为总岁差。

还存在另一种天赤道的振幅较小（~9″）和周期性的（~18.6 年)运动。这种称为章动的运动可以描述为瞬时自转轴绕它的平均位置的旋转。在天体测量的术语中，用修饰语“平”指明了总岁差造成的长期变化的天赤道、黄道和赤道参考架的取向(如平极、平黄道、平赤道和春分点)，而用修饰语“真”指明章动造成的附加变化后的取向。标准的计算过程是首先将平位置（即一颗恒星参考于特定的平赤道和春分点的

位置)从一个历元(例如 1900.0)到另一个历元(例如 1980.0)加总岁差改正，然后加章动改正得到某一日期(例如 1980 年 2 月 1 日)的真位置。

恒星的平位置和真位置这两个术语，不仅表明坐标系的非惯性性质，而且意味着坐标系原点在太阳系质心(接近于日心)。说明平位置的历元，如 1900.0，就是确定了一个称为贝塞尔太阳年年首的精确瞬间，它非常接近于 1900 年 1 月 1 日(再如 1975.0 接近于 1975 年 1 月 1 日)。至于贝塞尔太阳年将在第五和第六章中讨论。

恒星星表列出平位置.现代的标准历元是 1900.0, 1950.0 和 2000.0。由于用于计算恒星位置的岁差常数是这些位置的隐含部分，所以必须在每本星表的前言里说明所采用的一定的岁差值。实际上恒星星表的表列值是所谓的星表平位置，它与平位置稍有不同，本章内将在讨论了总岁差和自行后再谈这一问题。由于章动的振幅比总岁差小，而且周期又短得多，理论与观测的比较通常相对于平赤道和平春分点来作.对于章动的处理推迟到第五章讨论。

§3.2 总岁差的严格处理方法

总岁差对赤经和赤纬的影响，可以由三次旋转来描述，旋转角分别是 (1)θ，这是新历元的平赤道对老历元的平赤道的倾角；(2) $90° - \zeta_0$，这是新历元的平赤道相对于老历元的平赤道的升交点对于老春分点测量的赤经；(3) $90° + z$，这是新历元的平赤道的升交点相对于新春分点测量的赤经。显然，这些角与两个历元有关。老的标准历元为 1900.0. 我们经常要从星表历元(通常为 1950.0)归算到接近观测日期的

历元(例如 1982.0)。为了这个目的，方便的做法是直接引入一个中间历元 T_i 和最后历元 T_f。然后引入以回归世纪(在第六章定义)计量的 t_i 和 t_f，并令它们与 T_i 和 T_f 的关系是

$$\begin{aligned} T_i &= 1900.0 + 100t_i \\ T_f &= 1900.0 + 100t_i + 100t_f \end{aligned} \tag{3.1}$$

ζ_0，z 和 θ 的表达式就是

$$\begin{aligned} \zeta_0(t_i,t_f) &= (2304''\!.253 + 1''\!.3975t_i + 0''\!.00006t_i^2)t_f \\ &\quad + (0''\!.3023 - 0''\!.00027t_i)t_f^2 + 0''\!.01800t_f^3 \\ z(t_i,t_f) &= \zeta_0(t_i,t_f) + (0''\!.7927 + 0''\!.00066t_i)t_f^2 \\ &\quad + 0''\!.00032t_f^3 \\ \theta(t_i,t_f) &= (2004''\!.685 - 0''\!.8533t_i - 0''\!.00037t_i^2)t_f \\ &\quad - (0''\!.4267 + 0''\!.00037t_i)t_f^2 - 0''\!.04180t_f^3 \end{aligned} \tag{3.2}$$

许多作者用符号 J 代替 θ。读者须注意赤道岁差量 ζ_0，z 和 θ 服从下列自转换性

$$\begin{aligned} \zeta_0(t_i + t_f, -t_f) &= -z(t_i, t_f) \\ z(t_i + t_f, -t_f) &= -\zeta_0(t_i, t_f) \\ \theta(t_i + t_f, -t_f) &= -\theta(t_i, t_f) \end{aligned} \tag{3.3}$$

例 3.1 设 $T_i = 1950.0$ 和 $T_f = 1975.0$，计算赤道岁差量。

从(3.1)式我们有 $t_i = 0.5$，$t_f = 0.25$。利用这些值和(3.2)式有

$$\zeta_0 = 576''\!.2571, \quad z = 576''\!.3067, \quad \theta = 501''\!.0372$$

尽管 ζ_0，z 和 θ 值可以从理论推导来计算，但上面给出的一些值(和所有其他自洽的一组值)有一部分都是从观测求出的。从 1900.0 起经过约 250 年以后(3.2)式就不能应用了。赤纬岁差这一术语有时用于 θ，而 $\zeta_0 + z$ 称为赤经总岁差，$\zeta_0 + z$ 减去行星岁差称为赤经日月岁差。

三个旋转 $R_3[90^\circ - \zeta_0(t_i, t_f)]$，$R_1[\theta(t_i, t_f)]$，及 $R_3[-90^\circ - z(t_i, t_f)]$ 作用在 T_i 时的平均位置矢量上，得到 T_f 时的平均位置矢量，这就给出了总岁差对赤经和赤纬的影响。利用 (2.2) 式，我们能写出这一过程

$$\mathbf{I}[\alpha(T_f), \delta(T_f)] = P(t_i, t_f)\mathbf{I}[\alpha(T_i), \delta(T_i)] \qquad (3.4)$$

略去表示不同瞬间的下标，其中

$$\begin{aligned} P &= R_3(-90^\circ - z)R_1(\theta)R_3(90^\circ - \zeta_0) \\ &= R_3(-z)R_2(\theta)R_3(-\zeta_0) \\ &= \begin{bmatrix} \cos\zeta_0\cos z\cos\theta - \sin\zeta_0\sin z & -\sin\zeta_0\cos z\cos\theta - \cos\zeta_0\sin z & -\cos z\sin\theta \\ \cos\zeta_0\sin z\cos\theta + \sin\zeta_0\cos z & -\sin\zeta_0\sin z\cos\theta + \cos\zeta_0\cos z & -\sin z\sin\theta \\ \cos\zeta_0\sin\theta & -\sin\zeta_0\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \end{aligned} \qquad (3.5)$$

(3.4) 式的分量形式更清晰直观，写为 [式中 $\delta_f = \delta(T_f)$，$\alpha_i = \alpha(T_i)$，等]

$$\begin{aligned} \cos\delta_f\sin(\alpha_f - z) &= \cos\delta_i\sin(\alpha_i + \zeta_0) \\ \cos\delta_f\cos(\alpha_f - z) &= \cos\delta_i\cos(\alpha_i + \zeta_0)\cos\theta \\ &\quad - \sin\delta_i\sin\theta \\ \sin\delta_f &= \cos\delta_i\cos(\alpha_i + \zeta_0)\sin\theta \\ &\quad + \sin\delta_i\cos\theta \end{aligned} \qquad (3.6)$$

例 3.2 计算恒星 ε Ind ($\alpha = 21^h59^m33^s.053$，$\delta = -56^\circ59'33''.65$，历元为 1950.0)，对于 1975.0 的赤道和春分点的位置。读者必须明了这种计算结果将是 ε Ind 在 1950.0 瞬间的位置，但在 1975.0 历元的坐标系中。这与 ε Ind 在 1975.0 瞬间的位置相对于 1975.0 历元的坐标系是不同的。这种差别将在论述自行的一节里解释（上述 1950.0 位置是

s Ind在 1950.0 瞬间相对于其历元也是 1950.0 的坐标系的位置)。

第一种解法是应用(3.4)式。从例 3.1 的结果和旋转矩阵的定义[见(1.2)式],我们得

$$R_3(-90°-z)=\begin{bmatrix} -2.7940099\times10^{-3} & -9.9999610\times10^{-1} & 0 \\ 9.9999610\times10^{-1} & -2.7940099\times10^{-3} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$R_1(\theta)=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 9.9999705\times10^{-1} & 2.4290946\times10^{-3} \\ 0 & -2.4290946\times10^{-3} & 9.9999705\times10^{-1} \end{bmatrix}$$

$$R_3(90°-\zeta_0)=\begin{bmatrix} 2.7937696\times10^{-3} & 9.9999610\times10^{-1} & 0 \\ -9.9999610\times10^{-1} & 2.7937696\times10^{-3} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

因此[实际上是直接从(3.5)式得到的]

$$P=$$

$$\begin{bmatrix} 9.9998144\times10^{-1} & -5.5877494\times10^{-3} & -2.4290851\times10^{-3} \\ 5.5877494\times10^{-3} & 9.9998439\times10^{-1} & -6.7869144\times10^{-6} \\ 2.4290851\times10^{-3} & -6.7863307\times10^{-6} & 9.9999705\times10^{-1} \end{bmatrix}$$

我们也有

$$\mathbf{l}^T[\alpha(T_i),\delta(T_i)]$$
$$=(4.7122936,-2.7329705,-8.3860098)/10$$

同样

$$\mathbf{l}^T[\alpha(T_f),\delta(T_f)]$$
$$=(4.7478476,-2.7065398,-8.3745200)/10$$

因此

$$\alpha(T_f)=22^h01^m15^s.463$$

和

$$\delta(T_f) = -56°52'19''.30$$

第二种解法是利用(3.6)式. 此式的右边在数值上等于$(-2.7197948,\ 4.7402670,\ -8.3745200)/10$，其中隐含上列$\alpha(T_f)$和$\delta(T_f)$的数值.

尽管上述过程一般是严格的过程，但没有一个公式来真正表示所有时间的北天极和北黄极的实际位置，下面所叙述的一切近似方法，在数值上将与(3.4)，(3.5)或(3.6)式一样精确. 当$|\delta(T_i)| \to 90°$或当$|t_i|$或$|t_f|$增大时，它们的精度就下降. 其原因在于新、老赤道的北极(或南极)之间的角度差将变得可与恒星的北极距(或南极距)相比拟.

§ 3.2.1 按θ的级数展开

(3.6)式的另一种分析表达式是

$$\tan(\alpha_f - \alpha_i - \zeta_0 - z) = \frac{q\sin(\alpha_i + \zeta_0)}{1 - q\cos(\alpha_i + \zeta_0)}$$

$$\tan\left(\frac{\delta_f - \delta_i}{2}\right) = \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[\cos(\alpha_i + \zeta_0) - \sin(\alpha_i + \zeta_0)\tan\left(\frac{\alpha_f - \alpha_i - \zeta_0 - z}{2}\right)\right]$$

$$= \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\sec\left(\frac{\alpha_f - \alpha_i - \zeta_0 - z}{2}\right) \times \cos\left(\alpha_i + \zeta_0 + \frac{\alpha_f - \alpha_i - \zeta_0 - z}{2}\right) \tag{3.7}$$

其中$\alpha_f = \alpha(T_f)$，$\delta_i = \delta(T_i)$，以此类推，并有

$$q = \sin\theta\left[\tan\delta_i + \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos(\alpha_i + \zeta_0)\right]$$

例 3.3 用(3.7)式解例3.2中提出的问题.

从例 3.1 的结果和例 3.2 中给出的资料，我们计算

$$q = -3.7368756 \times 10^{-3}$$

$$\tan(\alpha_f - \alpha_i - \zeta_0 - z) = 1.8597163 \times 10^{-3}$$

$$\tan\left(\frac{\delta_f - \delta_i}{2}\right) = 1.0529004 \times 10^{-3}$$

或

$$\alpha_f = 22^{\mathrm{h}}01^{\mathrm{m}}15^{\mathrm{s}}.463$$

以及

$$\delta_f = -56°52'19''.30$$

结果同前。

要得到 $\alpha_f - \alpha_i - \zeta_0 - z$ 和 $(\delta_f - \delta_i)/2$ 对于 θ 的级数展开，我们首先要将 $\alpha_f - \alpha_i - \zeta_0 - z$ 按 q 的幂次展开，由于

$$\tan b = \frac{a \sin c}{1 \pm a \cos c} \tag{3.8a}$$

对于小量 a 的幂级数展开的一般解是

$$b = a \sin c \mp \frac{a^2}{2} \sin 2c + \frac{a^3}{3} \sin 3c \mp \frac{a^4}{4} \sin 4c \cdots \tag{3.8b}$$

我们所要的结果是

$$\begin{aligned}\alpha_f = \alpha_i + \zeta_0 + z &+ \theta \tan \delta_i \sin(\alpha_i + \zeta_0) \\ &+ \frac{\theta^2}{4}(1 + 2\tan^2\delta_i) \sin[2(\alpha_i + \zeta_0)] \\ &+ \frac{\theta^3}{6} \tan \delta_i \sin(\alpha_i + \zeta_0)\{-1 + 6\cos^2(\alpha_i + \zeta_0) \\ &+ 2\tan^2\delta_0[4\cos^2(\alpha_i + \zeta_0) - 1]\}\end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}\delta_f = \delta_i + \theta \cos(\alpha_i + \zeta_0) &- \frac{\theta^2}{2} \tan \delta_i \sin^2(\alpha_i + \zeta_0) \\ &- \frac{\theta^3}{6} \cos(\alpha_i + \zeta_0) \sin^2(\alpha_i + \zeta_0)[1 + 3\tan^2\delta_i]\end{aligned}$$

这里用到

$$q = \theta \tan \delta_i + \frac{\theta^2}{2} \cos(\alpha_i + \zeta_0) - \frac{\theta^3}{6} \tan \delta_i$$

这些表达式包括所有下上θ三次幂的项，只有当时间间隔和赤纬满足$|\theta \tan \delta_i| \ll 1$的限制条件，它们才是适用的。

例 3.4 用(3.9)式解例 3.2 提出的问题。

利用前面的结果，我们求得

$$\begin{aligned}
\alpha_f = \alpha_i &+ 5.5877869 \times 10^{-3}(\zeta_0 + z) \\
&+ 1.8670158 \times 10^{-4}(\theta^1 \text{项}) \\
&- 7.3254060 \times 10^{-6}(\theta^2 \text{项}) \\
&+ 2.3864084 \times 10^{-8}(\theta^3 \text{项}) \\
\delta_f = \delta_i &+ 2.1046721 \times 10^{-4}(\theta^1 \text{项}) \\
&+ 1.1321522 \times 10^{-6}(\theta^2 \text{项}) \\
&- 4.1841274 \times 10^{-9}(\theta^3 \text{项})
\end{aligned}$$

或

$$\alpha_f = 22^h01^m15^s.463 \quad \text{和} \quad \delta_f = -56°52'19''.30$$

3.2.2 迭代法

当$t_f \to 0$时，商$(\alpha_f - \alpha_i)/t_f$，$(\delta_f - \delta_i)/t_f$的极限能直接从(3.9)式得到，结果是

$$\begin{aligned}
p &= \frac{d\alpha}{dt} = m + n \sin \alpha \tan \delta \\
p' &= \frac{d\delta}{dt} = n \cos \alpha
\end{aligned} \tag{3.10}$$

岁差引起的赤经和赤纬的变化率，叫做赤经岁差和赤纬岁差的年变。某些作者用p_α，p_δ代替p，p'。量m和n称为赤经总岁差和赤纬岁差的速率。由于(3.10)式仅仅是一阶量，因此，它们很少用于几年以上的间隔。就m，n本身而言，若设T是从1900.0起算的回归世纪数，t是从T起

算的回归世纪数，则它们最常应用于把历元T的赤经坐标向前或向后归算到历元t。与此相应的公式是

$$\begin{aligned}\alpha(T+t) &= \alpha(T)+\{m(T)\\ &\quad + n(T)\sin[\alpha(T)]\tan[\delta(T)]\}t\\ \delta(T+t) &= \delta(T)+\{n(T)\cos[\alpha(T)]\}t\end{aligned} \tag{3.11}$$

其中

$$\begin{aligned} m(T) &= (4608''.506 + 2''.7950T + 0''.00012T^2)/\text{世纪}\\ &= (307^s.2337 + 0^s.18633T + 0^s.000008T^2)/\text{世纪}\\ n(T) &= (2004''.685 - 0''.8533T - 0''.00037T^2)/\text{世纪}\\ &= (133^s.6457 - 0^s.05689T - 0^s.000025T^2)/\text{世纪}\end{aligned} \tag{3.12}$$

用(3.1)式的符号，$T = 100t_i, t = t_f$，而

$$m(T) = \partial[\zeta_0(T,t) + z(T,t)]/\partial t|_{t=0},$$
$$n(T) = \partial\theta(T,t)/\partial t|_{t=0}.$$

赤经总岁差和赤纬岁差经常用m和n表示。

例 3.5 用(3.11)式从由例 3.2 求出的 1975.0 的恒星位置,计算 ε Ind 1977.0 的位置。

这里 $T = 0.75, t = 0.02$，又从(3.12)式我们求得 $m = 4610''.602$/世纪 $= 307^s.3735$/世纪，和 $n = 2004''.045$/世纪 $= 133^s.6030$/世纪。由此得 $p = 408''.7630$/世纪以及 $p' = 1741''.026$/世纪，因此

$$\alpha = 22^h01^m23^s.638,\quad \delta = -56°51'44''.48$$

例 3.6 用(3.11)式从 ε Ind 1975.0 的位置反求 1950.0 的位置。

现在 $t = -0.25$ 并利用上述p和p'的值,我们求得

$$\alpha = 21^h59^m33^s.272,\quad \delta = -56°59'34''.56$$

整个计算约有 2.''01 的误差。

通常有两种方法以增加一阶公式(3.11)的精度，一是用

历元 $T+t/2$ 的 m 和 n，代替历元 T 的值，这等价于 θ 的二阶展开式，并能使精度略有提高。更精确得多的过程是把这一想法推进一步。(3.11) 式以下式代替

$$
\begin{aligned}
\alpha(T+t)=\alpha(T)+\Big\{m\left(T+\frac{t}{2}\right)+n\left(T+\frac{t}{2}\right) \\
\times \sin\left[\frac{\alpha(T+t)+\alpha(T)}{2}\right] \\
\times \tan\left[\frac{\delta(T+t)+\delta(T)}{2}\right]\Big\}t \\
\delta(T+t)=\delta(T)+\Big\{n\left(T+\frac{t}{2}\right) \\
\times \cos\left[\frac{\alpha(T+t)+\alpha(T)}{2}\right]\Big\}t
\end{aligned}
\tag{3.13}
$$

用 $\alpha(T+t)$ 和 $\delta(T+t)$ 近似值（例如从 (3.11) 式求之），以逐次代人的方法，通过 (3.13) 式进行迭代。作二次或三次迭代就出现收敛。

例 3.7 以迭代法求 ε Ind 1950.0 的位置。

从例 3.2 中求得的 1975.0 的值出发，我们由 (3.12) 式计算 1962.5 的 m 和 n ($T=0.75$，$t=-0.25$)。用这些值 ($m=4610''.253$/世纪，$n=2004''.52$/世纪)和例 3.6 的结果，对于 1950.0 的一阶近似值为

$$\alpha=21^h59^m33^s.053 \text{ 和 } \delta=-56°59'33''.65$$

这也是第二次迭代后得到的值，因此是最后的答案。位置误差已缩小到 0.''00。

§ 3.3 幂 级 数 法

如果我们作超过一阶的展开，使之包含时间的高阶项，就

能预期有更好的结果。在这种情况下，运用一种技巧能推出不包含三阶导数的三阶公式。首先，由直接微分(3.10)式，我们有 ($\dot{x}=dx/dt$，$\ddot{x}=d^2x/dt^2$，对于任何量 x.)

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2}=\dot{m}+\dot{n}\sin\alpha\tan\delta+np\cos\alpha\tan\delta$$

$$+np'\sin\alpha\sec^2\delta \tag{3.14}$$

$$\frac{d^2\delta}{dt^2}=\dot{n}\cos\alpha-np\sin\alpha$$

$$\frac{d^3\alpha}{dt^3}=\ddot{m}+\ddot{n}\sin\alpha\tan\delta+2\dot{n}p\cos\alpha\tan\delta$$

$$+n\dot{m}\cos\alpha\tan\delta+\dot{n}p'\sin\alpha(3+4\tan^2\delta)$$

$$+n^2p(\cos^2\alpha\tan^2\delta-\sin^2\alpha\sec^2\delta)$$

$$+n(p')^2\sin\alpha\sec^2\delta\tan\delta-np^2\sin\alpha\tan\delta$$

$$+2p(p')^2\sec^2\delta+2n(p')^2\sin\alpha\sec^2\delta\tan\delta \tag{3.15}$$

$$\frac{d^3\delta}{dt^3}=\ddot{n}\cos\alpha-2\dot{n}p\sin\alpha-n\dot{m}\sin\alpha$$

$$-n\dot{n}\sin^2\alpha\tan\delta-p'p^2-npp'\sin\alpha\tan\delta$$

$$-n^2p'\sin^2\alpha\sec^2\delta$$

赤经和赤纬的二阶导数，叫做岁差引起的赤经和赤纬的长期变化，一些作者定义长期变化为 $\ddot{\alpha}/2$ 和 $\ddot{\delta}/2$。读者应该查考各个星表的前言，以断定如何应用。

为了应用(3.14)和(3.15)式，我们就需要 dm/dt，d^2n/dt^2 等量。从(3.12)式我们仅仅知道 m 和 n 作为 T 的函数。$dm/dt=dm/dT$ 和 $dn/dt=dn/dT$ 的关系来自赤道岁差量的自转换性(3.3)式。因此有

$$\dot{m}(T)=(2''7950+0''00024T)/(\text{世纪})^2$$

$$=(0^s18633+0^s000016T)/(\text{世纪})^2 \tag{3.16}$$

$$\dot{n}(T)=-(0''8533+0''00074T)/(\text{世纪})^2$$

$$=-(0^s05689+0^s000049T)/(\text{世纪})^2$$

以及

$$\dot{m}(T) = 0''00024/(世纪)^2 = 0^s000016/(世纪)^2$$
$$\dot{n}(T) = -0''00074/(世纪)^2 = -0^s000049/(世纪)^2 \qquad (3.17)$$

计算总岁差的最简单的三阶公式为

$$\alpha(T+t) = \alpha(T) + \dot{\alpha}(T)t + \frac{\ddot{\alpha}(T)t^2}{2} + \frac{\dddot{\alpha}(T)t^3}{6}$$
$$\delta(T+t) = \delta(T) + \dot{\delta}(T)t + \frac{\ddot{\delta}(T)t^2}{2} + \frac{\dddot{\delta}(T)t^3}{6} \qquad (3.18)$$

含三阶导数的式子较长，使用它们比较麻烦。

例 3.8 从例 3.2 的结果出发，用 (3.18) 式计算 ε Ind 1950.0 的赤道坐标值。

从例 3.2 和 3.5 取出数据，并利用 (3.10)，(3.12)，(3.14)，(3.15)，(3.16) 和 (3.17) 诸式来计算其他所需要的量。这样，取 $T = 0.75$ 世纪，$t = -0.25$ 世纪，就有

$\alpha(T) = 22^h01^m15^s463$ $\qquad\delta(T) = -56°52'19''30$

$m(T) = 4610''602/$世纪 $\qquad n(T) = 2004''045/$世纪

$p(T) = 6131''445/$世纪 $\qquad p'(T) = 1741''026/$世纪

$\dot{m}(T) = 2''795/(世纪)^2$ $\qquad \dot{n}(T) = -0''854/(世纪)^2$

$\ddot{\alpha}(T) = -105''207/(世纪)^2$ $\qquad \ddot{\delta}(T) = 28''761/(世纪)^2$

$\dddot{\alpha}(T) = 3''295/(世纪)^3$ $\qquad \dddot{\delta}(T) = 2''070/(世纪)^3$

由此求得

$$\alpha(T+t) = 21^h59^m33^s052 \text{ 和 } \delta(T+t) = -56°59'33''65$$

整个计算的误差约为 0''01。如果中间量以弧秒而不是以弧度表示，那么，$\ddot{\alpha} = -107''354/(世纪)^2$，$\ddot{\delta} = 29''503/(世纪)^2$，$\dddot{\alpha} = 3''220/(世纪)^3$ 和 $\dddot{\delta} = -2''055/(世纪)^3$。由此而得 $\alpha = 21^h59^m33^s048$，$\delta = -56°59'33''63$，其中的误差约为 0.''05，并且显而易见所取单位与截断误差有关。

为了避免计算三阶项，而又不忽略它们的影响，我们寻找一个不包含三阶项的三阶公式。为了推导这样一个公式，我们设想，用在 $T+t$ 所求得的量来计算历元T时的赤经和赤纬。把所得结果与由(3.18)式求出的值求平均，并对 $\dot{\alpha}$ 和 $\dot{\delta}$ 再次应用这个技巧。 我们建议用下列步骤[1]：(1) 如果 $|\delta(T)|\lesssim 80°$，对于$|t|\leqslant 0.25$ 世纪，应用(3.19)和(3.20)式，(2) 如果 $|\delta(T)|\gtrsim 80°$，对于 $|t|\leqslant 0.5$ 世纪，应用(3.21)和(3.22)式，(3) 如果$|t|$超过指定的最大值，则就应该用0.05世纪或0.25世纪的最大步长反复使用相应公式：

$$\alpha(T+t)=\alpha(T)+\dot{\alpha}(T)t+\frac{\ddot{\alpha}(T)t^2}{2}+\frac{2[\ddot{\alpha}(T+t)-\ddot{\alpha}(T)]t^3}{3} \tag{3.19}$$

$$\delta(T+t)=\delta(T)+\dot{\delta}(T)t+\frac{\ddot{\delta}(T)t^2}{2}+\frac{2[\ddot{\delta}(T+t)-\ddot{\delta}(T)]t^3}{3} \tag{3.20}$$

$$\alpha(T+t)=\alpha(T)+\dot{\alpha}(T)t+\frac{\ddot{\alpha}(T)t^2}{2}+\frac{10[\alpha(T+t)-\ddot{\alpha}(T)]t^3}{3} \tag{3.21}$$

$$\delta(T+t)=\delta(T)+\dot{\delta}(T)t+\frac{\ddot{\delta}(T)t^2}{2}+\frac{10[\ddot{\delta}(T+t)-\ddot{\delta}(T)]t^3}{3} \tag{3.22}$$

---

1) 如前所述，用以改正赤道坐标总岁差的幂级数展开式随着$|\delta|\to 90°$和$|t|$增加，精度很快下降。因此，在精确的工作中，必须按 $|\delta(t)|$，而用不同时间间隔的幂级数。

(3.19)—(3.22)式中，明显地出现了在新历元的由总岁差引起的赤道坐标长期变化，这就要求有新历元的赤道坐标近似值(例如，精确到$\pm 0.''1/(\text{世纪})^3$，因为$2(0.25)^3(\pm 0.''01)/3 = \pm 0.''001$)。这些可以从(3.18)式得到。在(3.18)式中，三阶项只在$90^\circ - |\delta(T)|$的值非常小或$|t|$的值非常大时才需要保留。

例3.9 用幂级数法计算 ε Ind 1950.0 的赤道坐标值。

从前一个例子和(3.18)式的保留到二阶的展开式，我们算出α和δ在1950.0的下列近似值：

$$\alpha_{est}(T+t) = 21^h59^m33^s.053$$

$$\delta_{est}(T+t) = -56^\circ59'33''.66$$

利用这些值和1950.0的$m, n, \dot{m}$和$\dot{n}$的值，我们求得

$$\ddot{\alpha}_{est}(T+t) = -106''.028/(\text{世纪})^2$$

$$\ddot{\delta}_{est}(T+t) = 29''.281/(\text{世纪})^2$$

而最后从(3.19)和(3.20)式

$$\alpha(T+t) = 21^h59^m33^s.054$$

$$\delta(T+t) = -56^\circ59'33''.66$$

§3.3.1 方法比较

一系列的数值试验是为确定迭代法和幂级数法相对于严格方法的精度而安排的。一本包括1535颗均匀分布于天球上的恒星的星表(FK4星表，参阅第9章)，可用来取得赤经和赤纬的初始值。这本星表区分了$|\delta| < 81^\circ$和$|\delta| > 81^\circ$的恒星。对于1483颗低赤纬恒星，二阶幂级数方法和迭代法，在25年以后，精确到0.''01。迭代法在作了两次以后就立即收敛，其中1463颗星只需作一次迭代，在剩下的恒星中有18例，也只需作二次迭代。

对于高赤纬恒星，多次重复的三阶幂级数法，即使在50年以后，仍能精确到0.″01，但是迭代法是远远不行的。在25年中，52颗高赤纬星仅仅有24颗的位置精确到0.″01，而7颗恒星的位置误差超过0.″10。50年以后相应的数字是2和26。

§3.3.2 IAU(1976) 新岁差量

上面给出的公式依赖于太阳系的参数、基本历元(1900.0)和时间计量系统(回归年)。我们对太阳系的认识(特别是行星质量)不断深化，1900.0正变得日益遥远，已出现了优于回归年的其他几种时间计量系统。更为有吸引力的时间系统是历书时(参阅第6章)，一种利用这个系统计算日期的方法是从一个固定历元起连续计数，这是儒略日系统，当日期计数用历书时，我们便说是儒略历书日(JED)。1900.0的JED是2415020.31352。作为天文领导机构的国际天文学联合会(IAU)于1976年建议用于计算恒星平位置的时间计量系统改变为包含有36525历书日的儒略世纪(就是其中1日的时间间隔是24历书小时，共有36525日)。同时推荐用J2000.0(这与以后将表示成B1900.0的历元不同)作为新的基本历元。最后，由于行星质量体系的改进以及包含了测地岁差，赤道岁差值有少许改变。

如上所述，我们引进一个中间历元T_i和最后历元T_f。现在这些是儒略历元(例如J1950.0和J1975.0)。我们定义t_i和t_f为以包含36525历书日的儒略世纪量的历书日，表示成

$$\begin{aligned} T_i &= \mathrm{J}2000.0 + 100t_i \\ T_f &= \mathrm{J}2000.0 + 100t_i + 100t_f \end{aligned} \tag{3.23}$$

设以符号 JED(T) 表示历元T的儒略历书日，那么

$$
\begin{aligned}
t_i &= \frac{\mathrm{JED}(T_i) - \mathrm{JED}(2000.0)}{36525} \\
t_f &= \frac{\mathrm{JED}(T_f) - \mathrm{JED}(T_i)}{36525}
\end{aligned}
\tag{3.24}
$$

某些 JED 值在表 1 中给出。ζ_0，z和θ的新值为

$$
\begin{aligned}
\zeta_0(t_i, t_f) &= (2306''.2181 + 1''.39656 t_i - 0''.000139 t_i^2) t_f \\
&\quad + (0''.30188 - 0''.000344 t_i) t_f^2 + 0''.017998 t_f^3 \\
z(t_i, t_f) &= \zeta_0(t_i, t_f) + (0''.79280 \\
&\quad + 0''.000410 t_i) t_f^2 + 0''.000205 t_f^3 \\
\theta(t_i, t_f) &= (2004''.3109 - 0''.85330 t_i \\
&\quad - 0''.000217 t_i^2) t_f - (0''.42665 \\
&\quad + 0''.000217 t_i) t_f^2 - 0''.041833 t_f^3
\end{aligned}
\tag{3.25}
$$

总赤经岁差和赤纬岁差的速度为

$$
\begin{aligned}
m(T) &= (4612''.4362 + 2''.79312 T \\
&\quad - 0''.000278 T^2)/\text{世纪} \\
n(T) &= (2004''.3109 - 0''.85330 T \\
&\quad - 0''.000217 T^2)/\text{世纪}
\end{aligned}
\tag{3.26}
$$

其中T是以包含 36525 历书日的儒略世纪数从 J2000.0 历元计量。同时

$$
\begin{aligned}
\dot{m}(T) &= (2''.79312 - 0''.000556 T)/(\text{世纪})^2 \\
\dot{n}(T) &= -(0''.85330 + 0''.000434 T)/(\text{世纪})^2
\end{aligned}
\tag{3.27}
$$

儒略历书日的瞬间 t 的贝塞尔历元由下式给出：

$$
\mathrm{B} = 1900.0 + \frac{\mathrm{JED}(t) - \mathrm{JED}(\mathrm{B}1900.0)}{365.242198781}
\tag{3.28}
$$

显然，读者将面临的问题是从恒星在某个贝塞尔历元的平位置计算到某个儒略历元的平位置。严格进行这种工作是

表1 几个重要历元的儒略历书日

贝塞尔历元	儒略历元	JED
1900.0	1900.000858	2415020.31352
1950.0	1949.999790	2433282.42345905
2000.0	1999.998722	2451544.5333981
1899.999142	1900.0	2415020
1950.000210	1950.0	2433282.5
2000.001278	2000.0	2451545

相当复杂的，并且还得考虑如何得到恒星星表中的位置。恒星星表在第九章中有更充分的讨论。对于位置星表中的一颗恒星，存在着若干个不同的有关历元。不言而喻，其中一种是整个星表的历元（例如 B1900.0 或 B1950.0）；同时还有与用来计算恒星的赤经和赤纬的平均历元有关联的历元，因为在一般情况下，赤经的历元不等于赤纬的历元，对于 ε Ind，历元 (α) = B1914.27，而历元 (δ) = B1912.87。平均历元的关于整个星表的平均值，是另一种有用的历元。由于赤经和赤纬的历元通常在日期上早于星表历元，很明显，在星表编制期间，恒星位置要向前归算到星表历元。这包含用于编成星表的赤道岁差量的值。因此，一颗恒星在星表历元的位置，很明显地依赖于总岁差的采用值，因而，仅仅用赤道岁差的新值，从星表历元（譬如 B1950.0）向前归算到儒略历元（如 J2000.0）就将是不正确的。如果历元 (α) = 历元 (δ)，那么更严格的过程将是用总岁差的旧值从星表历元向后归算到共同的坐标历元，然后，用总岁差的新值向前归算到要求的儒略历元。由于通常历元 (α) ≠ 历元 (δ)，那么另一种最好的过程是把恒星位置向后归算到 α 和 δ 的平均历元，然后再向前归算。

如果不具备历元(α)和历元(δ)的个别值,而只有平均历元关于整个星表的平均值,最好的过程是向后归算到这个历元,然后向前归算。最后,如果唯一可利用的历元是星表历元,最初叙述的简单过程将是可以利用的.看来读者将要使用的第一个历元为 J2000.0 的星表将是 FK5。

§3.4 恒星的固有运动

相对于固定的太阳系质心坐标系,恒星处在运动之中.这些运动来源于两种运动的合成,它们是整体上银河系的较差旋转和恒星诞生时承袭的偶然的(或特有的)初始速率.恒星的这种固有运动称为自行.这个运动的径向分量称为视向速度 v_r.它是一个带符号的量,用摄谱仪测量.它的单位是千米每秒.正值表示后退.视向速度的大小可在 0 千米每秒到几百千米每秒的范围. 运动的切向分量(即运动投影在天球上的分量)称为自行.绝大多数恒星的自行是非常小的,以致不可能测量.最大值约为 10″/年,自行超过 1″/年是极个别的。当恒星的固有运动大到足以测量时,它对恒星位置的影响必须考虑.下面根据恒星的银心运动是匀速直线运动的假定推导它的公式。就任何一颗恒星而言,没有测量到对于这个假定的偏离.

§3.5 自行的严格处理

一颗恒星其太阳系质心的赤道位置矢量由 $\mathbf{r}=r\mathbf{l}$ 给定,其中 r 是距离,而 $\mathbf{l}$ 由(2.2)式给出.微分此式,则有

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{r}\begin{bmatrix}\cos\delta\cos\alpha\\ \cos\delta\sin\alpha\\ \sin\delta\end{bmatrix} + r\dot{\delta}\begin{bmatrix}-\sin\delta\cos\alpha\\ -\sin\delta\sin\alpha\\ \cos\delta\end{bmatrix}$$
$$+ r\dot{\alpha}\begin{bmatrix}-\cos\delta\sin\alpha\\ \cos\delta\cos\alpha\\ 0\end{bmatrix} \tag{3.29}$$

视向速度是 $\dot{r} = v_r$。距离是极难测定的一个量，并且仅仅对于最近的恒星才能进行。它的倒数是周年视差 π，以弧秒表示。为了使关系式 $\pi r = 1$ 成立，距离的单位必须是秒差距（pc）。长度为 1A（天文单位，从太阳到地球的平均距离）的直线在 1pc 距离所对的角或者说它的视差是 1 弧秒。$1\text{A} = 1.495978 \times 10^8$ 千米，则 $1\text{pc} = \csc 1'' \cdot 1\text{A} = 3.08568 \times 10^{13}$ 千米。

量 $\dot{\delta}$ 称为赤纬自行。它的常用符号为 μ'（或者 μ_δ），通常表示成弧秒每年或弧秒每世纪。量 $\dot{\alpha}$ 称为赤经自行。它的常用符号为 μ（或者 μ_α）通常表示成时秒每年或时秒每世纪。量 $\mu\cos\delta$ 称为沿大圆的赤经自行。它以 μ' 同样的单位表示。量 $\omega = [\mu^2\cos^2\delta + (\mu')^2]^{1/2}$（或 μ）称为自行。它的单位就是 μ' 的单位。有时给出运动方向和 ω，而不是其分量 μ, μ'。如果 P 是运动的位置角，则

$$\begin{aligned}\mu\cos\delta &= \omega\sin P\\ \mu' &= \omega\cos P\end{aligned} \tag{3.30}$$

匀速直线运动的数学表示式为

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(t_0) + \dot{\mathbf{r}}(t_0)(t - t_0) \tag{3.31a}$$

其中隐含

$$\dot{\mathbf{r}}(t) = \dot{\mathbf{r}}(t_0) \tag{3.31b}$$

在许多教科书中代之以假定沿着大圆的匀速运动。这是

不正确的，在这些书中，我们经常（但不是始终）可以发现关于投影缩减效应或透视加速的讨论以补救这个误差。

联立 (2.2)，(3.29) 和 (3.31) 式，我们能推导位置和速度的个别球面分量 [$T = t - t_0$，$\nu_0 = \dot{r}(t_0)/r(t_0)$，$\nu = \dot{r}(t)/r(t)$，$\omega_0^2 = \mu_0^2\cos^2\delta_0 + (\mu_0')^2$，$\mu_0 = \dot{\alpha}(t_0)$，$\delta = \delta(t)$，$d = r(t)/r(t_0) = \pi(t_0)/\pi(t)$，等]：

$$d^2 = 1 + 2\nu_0 T + (\nu_0^2 + \omega_0^2)T^2$$

$$\tan(\alpha - \alpha_0) = \frac{\mu_0 T}{1 + (\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0)T} \tag{3.32}$$

$$\tan\left(\frac{\delta - \delta_0}{2}\right) = \frac{\mu_0' T + (1 - d + \nu_0 T)\tan\delta_0}{d + \{[1 + (\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0)T]^2 + \mu_0^2 T^2\}^{1/2}}$$

$$\nu = \frac{\nu_0 + (\nu_0^2 + \omega_0^2)T}{d^2}$$

$$\mu = \frac{\mu_0}{[1 + (\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0)T]^2 + \mu_0^2 T^2]} \tag{3.33}$$

$$\mu' = \frac{\mu_0(1 + \nu_0 T) - \omega_0^2 T\tan\delta_0}{d^2\{[1 + (\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0)T]^2 + \mu_0^2 T^2\}^{1/2}}$$

最后一点是 (3.29) 或 (3.32) 和 (3.33) 式的单位必须一致。r 用秒差距或用弧秒表示的 π，而 v_r 用千米每秒，$\nu = 1.0227 \times 10^{-4}\pi v_r$ 弧度/世纪，数字因子是

$$\frac{1\text{回归世纪中的时秒数}}{(1\text{弧度中的弧秒数})(1\text{天文单位中的千米数})}$$

例 3.10 对于 1950.0 的平赤道和春分点，计算 2000.0 瞬间的 ε Ind 的位置和速度。在 1950.0 $\mu = 48^s\!.218$/世纪，$\mu' = -255''\!.54$/世纪，$\pi = 0''\!.285$ 和 $v_r = -40.4$ 千米/秒。（为了计算 ε Ind 在 2000.0 对于 2000.0 的平赤道和春分点的位置和速度，要求分析总岁差对位置和速度的影响，这在

下面给出.）

利用例 3.2 的 α 和 δ 的值，我们从(3.32)和(3.33)式，用 $T=0.5$ 直接求得

$$d = 0.999412 \ (\text{或}\ \pi = 0''.285)$$
$$\alpha = 21^h59^m57^s.199$$
$$\delta = -57°01'41''.35$$
$$v_r = -40.3 \text{ 千米/秒}$$
$$\mu = 48^s.367/\text{世纪}$$
$$\mu' = -255''.26/\text{世纪}$$

§ 3.5.1 处理自行的级数方法

大约有 5000 颗恒星的视向速度和周年视差是可以用的。视向速度的测量是望远镜大小和恒星视亮度的函数；可用的视向速度要比周年视差为多。因此，在实际处理中，大多数恒星的 πv_r 取为 0。这个事实，连同所取时间间隔很短和自行一般很小，意味着应用严格的方程并非总是必要的。在时间间隔 T 中简单的幂级数往往就已足够。由(3.32)和(3.33)式展开到三阶项得

$$
\begin{aligned}
d &= 1 + \nu_0 T + \frac{\omega_0^2 T^2}{2} - \frac{\nu_0 \omega_0^2 T^3}{2} \\
\alpha &= \alpha_0 + \mu_0 T - \mu_0(\nu_0 - \mu_0' \tan\delta_0) T^2 \\
&\quad + \frac{\mu_0[3(\nu_0 - \mu_0' \tan\delta_0)^2 - \mu_0^2] T^3}{3} \\
\delta &= \delta_0 + \mu_0' T - \frac{[\mu_0^2 \sin\delta_0 \cos\delta_0 + 2\mu_0' \nu_0] T^2}{2} \\
&\quad + \Big[\omega_0^2 (4\nu_0 - \mu_0' \tan\delta_0) \tan\delta_0 - \mu_0'(\mu_0^2 + \omega_0^2) \\
&\quad + \frac{\mu_0'(2\nu_0 - \mu_0' \tan\delta_0)^2}{4}\Big] T^3 - \frac{(\mu_0' T)^3}{12}
\end{aligned}
\qquad (3.34)
$$

$$\nu = \frac{\dot{d}}{d} = \nu_0 + (\omega_0^2 - \nu_0^2)T + \nu_0(\nu_0^2 - 3\omega_0^2)T^2$$

$$\begin{aligned}
\mu &= \mu_0 - 2\mu_0(\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0)T \\
&\quad + \mu_0[3(\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0)^2 - \mu_0'^2]T^2 \\
\mu' &= \mu_0' - (2\nu_0\mu_0' + \mu_0^2\sin\delta_0\cos\delta_0)T \\
&\quad + [\mu_0'(3\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0)^2 - \mu_0'(3\nu_0^2 + \omega_0^2 \\
&\quad - 2\nu_0\mu_0'\tan\delta_0 + \mu_0^2/2) - (3\nu_0 - \mu_0'\tan\delta_0) \\
&\quad \times(\mu_0'\nu_0 - \omega_0^2\tan\delta_0)]T^2
\end{aligned} \tag{3.35}$$

例 3.11 利用(3.34)和(3.35)式解前一例中提出的问题。

计算是直接的，并且得到下列表中的结果，这个表包含 T, T^2 和 T^3 的数值系数，以弧秒每世纪为单位。

	T	T^2	T^3
d	−242.884	0.535	0.001
α	723.270	2.231	0.004
δ	−255.540	0.278	0.003
ν	0.783	0.003	
μ'	4.462	0.012	
μ	0.557	0.008	

其中，当 $T = 0.5$ 世纪时

$$\begin{aligned}
d &= 0.999412 \ (\text{或}\ \pi = 0''.285) \\
\alpha &= 21^h59^m57^s.199 \\
\delta &= -57^\circ01'41''.35 \\
v_r &= -40.3\ \text{千米/秒} \\
\mu &= 48''.367/\text{世纪} \\
\mu' &= -255''.26/\text{世纪}
\end{aligned}$$

上列表达式中，赤经和赤纬的 T 和 $T^2/2$ 的系数，类似于处理岁差的幂级数，称为赤经和赤纬的自行年变和自行长期变化.

§ 3.5.2 自行的近似矩阵公式

如果恒星在大圆上运动是均匀的，自行效应可严格地按下式处理：

$$
\begin{aligned}
\mathbf{l} = & R_3(-\alpha_0)R_2(\delta_0 - 90^\circ)R_3(P_0)R_2(\omega_0 T) \\
& \times R_3(-P_0)R_2(90^\circ - \delta_0)R_3(\alpha_0)\mathbf{l}_0
\end{aligned}
\tag{3.36}
$$

其中 $T = t - t_0$，P_0 由(3.30)式定义，从(2.2)式得 $\mathbf{l} = \mathbf{l}[\alpha(t), \delta(t)]$. $\mathbf{l}_0$ 亦然，这也可写成

$$
\begin{bmatrix} \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\delta\sin\alpha \\ \sin\delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\delta_0\cos\alpha_0 & -\sin\alpha_0 & \cos\delta_0\cos\alpha_0 \\ \sin\delta_0\sin\alpha_0 & \cos\alpha_0 & \cos\delta_0\sin\alpha_0 \\ -\cos\delta_0 & 0 & \sin\delta_0 \end{bmatrix}
$$

$$
\times \begin{bmatrix} -\cos P_0\sin\omega_0 T \\ \sin P_0\sin\omega_0 T \\ \cos\omega_0 T \end{bmatrix} \tag{3.37}
$$

对于投影缩减效应的近似改正(即 πv_r 因子)是利用上述公式，但所用 ω_0 由 $\omega = \omega_0(1 - v_0 T)$ 代替.

例 3.12 根据近似矩阵，在 1950.0 的坐标系统中，计算 ε Ind 对于 2000.0 瞬间的赤道坐标.

从例 3.10 给出的资料，$\omega_0 = 469''.61$/世纪和 $P_0 = 122^\circ.967$.

这样，当取 $T = 0.5$ 世纪，$\omega = 469''.89$/世纪时，(3.37)式右边两个数组的数值就成为

$$
\begin{bmatrix}
-7.2542668\times10^{-1} & 5.0169614\times10^{-1} & 4.7122936\times10^{-1}\\
4.2072288\times10^{-1} & 8.6504392\times10^{-1} & -2.7329705\times10^{-1}\\
-5.4474617\times10^{-1} & 0 & -8.3860098\times10^{-1}
\end{bmatrix}
$$

和 $(6.1981101\times10^{-4},\ 9.5564157\times10^{-4},\ 9.9999935\times10^{-1})^T$，

其中

$$\mathbf{l}^T=(4.7125887,\ -2.7220943,\ -8.3893808)/10,$$

或

$$\alpha(t)=21^h59^m57^s\!.199 \text{ 和 } \delta(t)=-57°01'41''\!.35$$

§3.6 岁差对自行的影响

在介绍如何解决把一颗恒星的平位置从一个历元归算到另一个历元的整个问题（即同时改正总岁差和自行效应）之前，我们必须估量总岁差对自行的影响。由于岁差对坐标系的影响可以由一系列旋转描述，则距离 r 和视向速度 v_r 都不会受它的影响。对于自行的严格处理以(3.5)式的矩阵 P 进行，形式类似于(3.4)式

$$\dot{\mathbf{r}}_f=P(t_i,t_f)\dot{\mathbf{r}}_i \tag{3.38}$$

如前所述，初始历元是 $T_i=1900.0+100t_i$，最后历元是 $T_f=1900.0+100t_i+100t_f$，t_i 和 t_f 以回归世纪计量。从(3.29)式表示的 $\dot{\mathbf{r}}=\dot{r}\mathbf{l}+r\dot{\mathbf{l}}$，显然，为了计算 T_f 时的 μ 和 μ' 必须知道 $\mathbf{l}_i,\dot{\mathbf{l}}_i$ 和 $\dot{\mathbf{l}}_i$。这是很麻烦的，而由于效应极小，故通常利用按 t_f 的级数展开。

如果我们现在考虑的问题是把 μ 和 μ' 从某一历元 T 改正到另一历元 $T+t$，其中 T 和 $T+t$ 都是以从 1900.0 起算的回归世纪计量的。那么，我们能(以足够的精度)写出

$$
\begin{aligned}
\mu(T+t) &= \mu(T) + \dot{\mu}(T)t + \frac{\ddot{\mu}(T)t^2}{2} \\
\mu'(T+t) &= \mu'(T) + \dot{\mu}'(T)t + \frac{\ddot{\mu}'(T)t^2}{2}
\end{aligned}
\tag{3.39}
$$

其中

$$
\begin{aligned}
\dot{\mu} &= n\mu\cos\alpha\tan\delta + n\mu'\sin\alpha\sec^2\delta \\
\ddot{\mu} &= \dot{n}\mu\cos\alpha\tan\delta + \dot{n}\mu'\sin\alpha\sec^2\delta \\
&\quad + p'(\mu p' + \mu' p)\sec^2\delta - n\mu p\sin\alpha\tan\delta \\
&\quad + 3n\mu' p'\sin\alpha\sec^2\delta\tan\delta \\
&\quad + n^2\mu(\cos^2\alpha\tan^2\delta - \sin^2\alpha\sec^2\delta)
\end{aligned}
\tag{3.40}
$$

和

$$
\begin{aligned}
\dot{\mu}' &= -n\mu\sin\alpha \\
\ddot{\mu}' &= -\dot{n}\mu\sin\alpha - n^2\mu'\sin^2\alpha\sec^2\delta \\
&\quad - n\mu p'\sin\alpha\tan\delta - \mu p' p
\end{aligned}
\tag{3.41}
$$

例 3.13 计算在 1975.0 坐标系中，ε Ind 的 1950.0 的 μ 和 μ' 值。

从例 3.10 $\mu(T) = 48^{s}.218$/世纪，$\mu'(T) = -255''.54$/世纪；从例 3.2 $\alpha(T) = 21^{h}59^{m}33^{s}.053$，$\delta(T) = -56°59'33''.65$，而从 (3.12) 和 (3.16) 式，$m(T) = 4609''.904$/世纪，$n(T) = 2004''.258$/世纪，$\dot{n}(T) = -0''.854/(\text{世纪})^2$，因此，当 $T = 0.5$ 世纪，有

$p(T) = 6157''.849$/世纪，　$\dot{p}(T) = 1733''.771$/世纪

$\dot{\mu}(T) = -5''.161/(\text{世纪})^2$，$\dot{\mu}'(T) = 3''.526/(\text{世纪})^2$

$\ddot{\mu}(T) = -0''.304/(\text{世纪})^3$，$\ddot{\mu}'(T) = -0''.208/(\text{世纪})^3$

则当 $t = 0.25$ 世纪有

$$\mu(T+t) = 48^{s}.131/\text{世纪}$$

以及

$$\mu'(T+t) = -254''.67/\text{世纪}$$

§3.7 处理总岁差和自行的综合效应的严格方法

我们的问题是把一颗恒星在某一历元 T_i 且在 T_i 历元坐标系中的位置归算到在另一历元 T_f 且在 T_f 历元坐标系中的位置. 可以用两种理论上等价的方法完成. 一种过程是首先处理从 T_i 到 T_f 的自行，然后改正从 T_i 到 T_f 由总岁差引起的坐标系的定向,由下式表示:

$$\mathbf{l}(\alpha_f,\delta_f) = P(t_i,\ t_f)\left[\mathbf{l}(\alpha_i,\delta_i) + \frac{t_f\dot{\mathbf{r}}(t_i)}{r_i}\right] \qquad (3.42)$$

这里的符号同于(3.1),(3.4)和(3.29)式. 第二种严格过程是首先处理从 T_i 到 T_f 的总岁差效应(同时对位置和自行)，然后用新的自行调整从 T_i 到 T_f 的位置历元,即

$$\mathbf{l}(\alpha_f,\delta_f) = P(t_i,t_f)\mathbf{l}(\alpha_i,\delta_i) + t_f\left[\frac{P(t_i,t_f)\dot{\mathbf{r}}(t_i)}{r_i}\right] \qquad (3.43)$$

(3.42)式是下述更一般问题的一个特殊情况；这个问题是把位置历元 t_1，但赤道和春分点的历元为 T_1 的一个星位归算到位置历元为 t_2，但坐标系的定向历元为 T_2 的位置上,这就是

$$\begin{aligned}\mathbf{l}[\alpha(t_2,T_2),\ \delta(t_2,T_2)] &= P(T_1,T_2)\\ &\times\left\{\mathbf{l}[\alpha(t_1,T_1),\delta(t_1,T_1)] + \frac{(t_2-t_1)\dot{\mathbf{r}}(t_1,T_1)}{r_1}\right\}\end{aligned} \qquad (3.44)$$

计算(3.43)式要比(3.42)式更费事.

例 3.14 用(3.42)式计算 ε Ind1975.0 的位置.

矩阵 P 和矢量 $\mathbf{l}_i$，已在例 3.2 中算得. 矢量 $\dot{\mathbf{r}}(t_i)/r_i$ 是用(3.29)式计算的，取 $\mu(t_i) = 48^s.218$/世纪，$\mu'(t_i) =$

$-255''.54$/世纪和 $(\pi v_r)(t_i) = -242''.88$/世纪. 由于 $t_f=$ 0.25 世纪，(3.42)式右边 P 所乘的矢量是

$$(4.7110554, \ -2.7267319, \ -8.3852283)^T/10.$$

在 P 相乘以后，

$$\Pi_f^T = (4.7465727, \ -2.7003083, \ -8.3737415)/10.$$

因此

$$\alpha_f = 22^h01^m27^s.506$$

和

$$\delta_f = -56°53'22''.95$$

能使(3.42)—(3.44)式严格的情况是以一系列的旋转处理总岁差，并引入一种匀速直线运动. 如上面指出的，这后一种假定是不真实的，并且(3.2)式对于赤道岁差量只是以局部的观测为基础，而仅在 1650.0 和 2150.0 之间是精确的；量 πv_r 对大多数恒星无论如何是不能用的. 而且，除非利用困难的(3.43)式，在新的历元上的自行是不能用的. 最后，如果要把许多恒星归算到不同的历元，每颗恒星所需的工作量是恒定的. 因此，希望有另一种足以保证(3.42)—(3.44)式精度的计算过程，并能同时归算许多自行，大大地缩减每颗星的随后工作量. 幂级数方法满足了这种需要.

§ 3.8 处理总岁差和自行的综合效应的幂级数方法

总岁差和自行的综合效应引起的赤道坐标的总变化速率称为年变. 年变的速率称为长期变化. 赤经年变和赤纬年变为

$$
\begin{aligned}
\frac{d\alpha}{dt} &= p + \mu \\
\frac{d\delta}{dt} &= p' + \mu'
\end{aligned} \tag{3.45}
$$

其中 p 和 p' 在(3.10)式中给出. 由于总岁差、自行和投影缩减效应的综合效应引起的 p, p' 和 μ, μ' 的变化速率是

$$
\begin{aligned}
\frac{dp}{dt} &= \dot{m} + \dot{n}\sin\alpha\tan\delta + n(p+\mu)\cos\alpha\tan\delta \\
&\quad + n(p'+\mu')\sin\alpha\sec^2\delta \\
\frac{dp'}{dt} &= \dot{n}\cos\alpha - n(p+\mu)\sin\alpha
\end{aligned} \tag{3.46}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{d\mu}{dt} &= n\mu\cos\alpha\tan\delta + n\mu'\sin\alpha\sec^2\delta \\
&\quad + 2\mu\mu'\tan\delta - 2\mu\nu \\
\frac{d\mu'}{dt} &= -n\mu\sin\alpha - \frac{\mu^2}{2}\sin 2\delta - 2\mu'\nu
\end{aligned} \tag{3.47}
$$

如前所述, m 和 n 是赤经总岁差和赤纬岁差的速率. 量 ν 是 $1.0227 \times 10^{-4}\pi v_r$, 其中 π 是周年视差,以弧秒为单位,而 v_r 是视向速度以千米秒$^{-1}$为单位。

赤经和赤纬的长期变化为

$$
\begin{aligned}
\frac{d^2\alpha}{dt^2} &= \dot{m} + \dot{n}\sin\alpha\tan\delta + n(p+2\mu)\cos\alpha\tan\delta \\
&\quad + n(p'+2\mu')\sin\alpha\sec^2\delta \\
&\quad + 2\mu\mu'\tan\delta - 2\mu\nu \\
\frac{d^2\delta}{dt^2} &= \dot{n}\cos\alpha - n(p+2\mu)\sin\alpha \\
&\quad - \frac{\mu^2}{2}\sin 2\delta - 2\mu'\nu
\end{aligned} \tag{3.48}
$$

μ 和 μ' 的二阶全导数是

$$\begin{aligned}\frac{d^2\mu}{dt^2} = {} & \dot{n}\mu\cos\alpha\tan\delta + \dot{n}\mu'\sin\alpha\sec^2\delta \\ & + n[\mu(p + \mu') + \mu'(p + \mu)]\cos\alpha\sec^2\delta \\ & + n[2\mu'(p' + \mu')\sec^2\delta - \mu(p + \mu)]\sin\alpha\tan\delta \\ & - 2\mu^3\sin^2\delta + n^2\mu(\cos^2\alpha\tan^2\delta - \sin^2\alpha\sec^2\delta) \\ & + n^2\mu'\sin\alpha\cos\alpha\tan\delta\sec^2\delta + 4n\mu\mu'\cos\alpha\tan^2\delta \\ & + n[2(\mu')^2\sec^2\delta - 3\mu^2]\sin\alpha\tan\delta \\ & + 4\mu(\mu')^2\tan^2\delta + 2\mu\mu'(p' + \mu')\sec^2\delta \\ & + 4\mu\nu^2 - 12\mu\mu'\nu\tan\delta \\ & - 4n\nu(\mu\cos\alpha\tan\delta + \mu'\sin\alpha\sec^2\delta)\end{aligned} \tag{3.49}$$

$$\begin{aligned}\frac{d^2\mu'}{dt^2} = {} & -\dot{n}\mu\sin\alpha - n\mu(p + \mu)\cos\alpha \\ & - n^2\mu'\sin^2\alpha\sec^2\delta - n^2\mu\sin\alpha\cos\alpha\tan\delta \\ & - 2n\mu^2\cos\alpha\sin^2\delta - 4n\mu\mu'\sin\alpha\tan\delta \\ & - \mu^2[p' + \mu' + 2(\mu - p')\sin^2\delta] \\ & + 6\mu^2\nu\sin\delta\cos\delta + 4\mu'\nu^2 + 4n\mu\nu\sin\alpha\end{aligned}$$

在 (3.49) 和 (3.50) 式中用到了附加的假定

$$d(\pi\nu_r)/dt = \dot{\nu} = 0.$$

α 和 δ 的三阶导数是

$$\begin{aligned}\frac{d^3\alpha}{dt^3} = {} & \ddot{m} + \ddot{n}\sin\alpha\tan\delta + \dot{n}(2p + 3\mu)\cos\alpha\tan\delta \\ & + \dot{n}(2p' + 3\mu')\sin\alpha\sec^2\delta + n\dot{m}\cos\alpha\tan\delta \\ & + n\dot{n}\sin\alpha\cos\alpha(\tan^2\delta + \sec^2\delta) \\ & + 6n\mu\mu'\cos\alpha\tan^2\delta + n^2(p + 3\mu) \\ & \times(\cos^2\alpha\tan^2\delta - \sin^2\alpha\sec^2\delta) - 4n\mu^2\sin\alpha\tan\delta \\ & + n^2(p' + 3\mu')\sin\alpha\cos\alpha\tan\delta\sec^2\delta\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&- n(p+\mu)(p+2\mu)\sin\alpha\tan\delta \\
&+ 2n[(p'+\mu')(p+2\mu') \\
&+ (\mu')^2]\sin\alpha\tan\delta\sec^2\delta - 2\mu^3\sin^2\delta \\
&+ 4\mu(\mu')^2\tan^2\delta + 2\mu\mu'(p'+\mu')\sec^2\delta \\
&+ n[(p+2\mu)(p'+\mu') \\
&+ (p+\mu)(p'+2\mu')]\cos\alpha\sec^2\delta \\
&+ 4\mu\nu^2 - 12\mu\mu'\nu\tan\delta - 6n\nu(\mu\cos\alpha\tan\delta \\
&+ \nu'\sin\alpha\sec^2\delta)
\end{aligned}
\tag{3.50}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{d^3\delta}{dt^3} = {} & \ddot{n}\cos\alpha - \dot{n}(2p+3\mu)\sin\alpha - n\dot{m}\sin\alpha \\
&- n\dot{n}\sin^2\alpha\tan\delta - n^2(p+3\mu)\sin\alpha\cos\alpha\tan\delta \\
&- n^2(p'+3\mu')\sin^2\alpha\sec^2\delta - 6n\mu\mu'\sin\alpha\tan\delta \\
&- 2n\mu^2\cos\alpha\sin^2\delta - n(p+2\mu)(p+\mu)\cos\alpha \\
&- \mu^2[p'+\mu'+2(\mu'-p')\sin^2\delta] \\
&+ 6\mu^2\nu\sin\delta\cos\delta + 4\mu'\nu^2 + 6n\mu\nu\sin\alpha
\end{aligned}
$$

应用这些公式的最简单的方法是采用形式为(3.18)和(3.39)式的两个式子。更复杂和精确的途径是(1)利用(3.18)和(3.39)式估算新历元的位置和自行，(2)以近似值计算新历元的 $\ddot{\alpha},\ddot{\delta},\dot{\mu}$ 和 μ' 的估计值，(3)利用具有(3.19)—(3.22)式性质的公式计算新历元的位置和自行。此外，对于 $|\delta(T)|\lesssim 80°$，$|t|\leqslant 0.25$ 世纪，或对于 $|\delta(T)|\gtrsim 80°$，$|t|\leqslant 0.05$ 世纪的限制一定要记住。最后几步的公式为

$$
\begin{aligned}
\alpha(T+t) &= \alpha(T) + \dot{\alpha}(T)t + \frac{\ddot{\alpha}(T)t^2}{2} \\
&\quad + a[\ddot{\alpha}_{\mathrm{est}}(T+t) - \ddot{\alpha}(T)]t^3 \\
\delta(T+t) &= \delta(T) + \dot{\delta}(T)t + \frac{\ddot{\delta}(T)t^2}{2} \\
&\quad + a[\ddot{\delta}_{\mathrm{est}}(T+t) - \ddot{\delta}(T)]t^3
\end{aligned}
\tag{3.51}
$$

$$
\begin{aligned}
\mu(T+t) &= \mu(T) + \dot{\mu}(T)t \\
&\quad + b[\dot{\mu}_{est}(T+t) - \dot{\mu}(T)]t^2 \\
\mu'(T+t) &= \mu'(T) + \dot{\mu}'(T)t \\
&\quad + b[\dot{\mu}'_{est}(T+t) - \dot{\mu}'(T)]t^2
\end{aligned}
\tag{3.52}
$$

下标 est 表示估计量，a 和 b 的值对于 $|\delta(T)| \lesssim 80°$，$a = \frac{2}{3}$，$b = 2$ 或对于 $|\delta(T)| \gtrsim 80°$，$a = 10/3$，$b = 10$。如前述，我们有可能需要把这个过程反复几次，这取决于赤纬和时间间隔。

再谈最后一点。可能发生这种情况，即对于一颗赤经接近于 0^h（或 24^h）的恒星，经过非常长的时间间隔，我们得到了负的（或大于24^h的）赤经。如果发生这种情况，在算得的赤经中加上（或减去）24^h。类似地，对于赤纬接近 $+90°$（或 $-90°$）的恒星，经过非常长的时间间隔，我们能得到赤纬大于 $+90°$（或小于 $-90°$）。在这种情况下，对赤纬取 $180°-\delta$（或 $-180°-\delta$），而对赤经加上 12^h。

例 3.15 解例 3.14 的问题，利用完整的幂级数方法，同时求出新的自行。

我们已经具备了（$T = 0.5$ 世纪和 $t = 0.25$ 世纪）各个所需值

$\alpha(T) = 21^h59^m33^s.053$，　　$\delta(T) = -56°59'33''.65$

$\mu(T) = 48^s.218$/世纪，　　$\mu'(T) = -255''.54$/世纪

$\nu = -242''.884$/世纪，

$m(T) = 4609''.904$/世纪，　　$n(T) = 2004''.258$/世纪

$\dot{m}(T) = 2''.795$/(世纪)^2，　　$\dot{n}(T) = -0''.854$/(世纪)^2

$\ddot{m}(T) = 0''.00024$/(世纪)^3，　　$\ddot{n}(T) = -0''.00074$/(世纪)^3

$p(T) = 6157''.849$/世纪，　　$p'(T) = 1733''.771$/世纪

$\dot{\alpha}(T) = 6881''119$/世纪，　　$\dot{\delta}(T) = 1478''231$/世纪

$\ddot{\alpha}(T) = -111''888$/(世纪)^2，　$\ddot{\delta}(T) = 36''889$/(世纪)^2

$\dddot{\alpha}(T) = 2''029$/(世纪)^3，　　$\dddot{\delta}(T) = -2''697$/(世纪)^3

$\dot{\mu}(T) = -0''699$/(世纪)^2，　　$\dot{\mu}'(T) = 4''083$/(世纪)^2

$\ddot{\mu}(T) = -0''728$/(世纪)^3，　　$\ddot{\mu}'(T) = -0''193$/(世纪)^3

则由(3.18)和(3.39)式得

$\alpha_{est}(1975.0) = 22^h01^m27^s.506, \delta_{est}(1975.0) = -56°53'22''95$

$\mu_{est}(1975.0) = 48^s.205$/世纪，$\mu'_{est}(1975.0) = -254''53$/世纪

在这过程中，我们注意到这些值是很精确的。然后求得

$m(T+t) = 4610''602$/世纪，　$n(T+t) = 2004''045$/世纪

$\dot{m}(T+t) = 2''795$/(世纪)^2，$\dot{n}(T+t) = -0''854$/(世纪)^2

$\ddot{m}(T+t) = 0''00024$/(世纪)^3，$\ddot{n}(T+t) = -0''00074$/(世纪)^3

$p_{est}(T+t) = 6130''132$/世纪，$p'_{est}(T+t) = 1741''895$/世纪

$\dot{\alpha}_{est}(T+t) = 6853''207$/世纪，　$\dot{\delta}_{est}(T+t) = 1487''365$/世纪

$\ddot{\alpha}_{est}(T+t) = -111''371$/(世纪)^2，$\ddot{\delta}_{est}(T+t) = 36''217$/(世纪)^2

$\dot{\mu}_{est}(T+t) = -0''826$/(世纪)^2，$\dot{\mu}'_{est}(T+t) = 4''034$/(世纪)^2

利用这些值以及(3.51)和(3.52)式，取 $a = 2/3, b = 2$，结果为

$\alpha(1975.0) = 22^h01^m27^s.506$，$\delta(1975.0) = -56°53'22''95$

$\mu(1975.0) = 48^s.205$/世纪，　$\mu'(1975.0) = -254''53$/世纪

§3.8.1 椭圆光行差和星表平位置

一颗恒星的平位置是它参考于特定的平赤道和平春分点的太阳系质心位置。平赤道和平春分点的历元一般是贝塞尔太阳年年首。由于贝塞尔太阳年年首接近于1950年历年年首，所以就用1950.0为记号。恒星星表列出星表平位置。星表平位置和平位置之间的差异（对于相同的位置历元和相同

的坐标系定向)是非常小的。 差异的原因是由于地球轨道的椭率引起的光行差部分尚未从星位置中消除。

令 (α,δ) 是一颗恒星在某一历元(确定位置和坐标系定向的历元)的平位置,令 (A,Δ) 是相应的星表平位置,则

$$\begin{aligned}\alpha - A &= +(e\kappa\cos\omega_{\odot}\cos\varepsilon)c + (e\kappa\sin\omega_{\odot})d \\ \delta - \Delta &= +(e\kappa\cos\omega_{\odot}\cos\varepsilon)c' + (e\kappa\sin\omega_{\odot})d'\end{aligned} \tag{3.53}$$

其中 e 是地球轨道的偏心率, $\omega_{\odot}$ 是太阳近地点黄经, ε 是黄赤交角, κ 是光行差常数 ($20''.49552$), 而 c,d,c' 和 d' 称为恒星常数,

$$\begin{aligned}c &= \cos\alpha\sec\delta, \quad c' = \tan\varepsilon\cos\delta - \sin\alpha\sin\delta \\ d &= \sin\alpha\sec\delta, \quad d' = \cos\alpha\sin\delta\end{aligned} \tag{3.54}$$

令 T 是从 1900.0 起算的回归世纪, e,ε, 和 $\omega_{\odot}$ 的公式是

$$\begin{aligned}e = {} & 0.01675104 - 4.180\times10^{-5}T \\ & - 1.26\times10^{-7}T^2\end{aligned} \tag{3.55a}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon = {} & 23^{\circ}27'08''.26 - 46''.845T \\ & - 0''.0059T^2 + 0.00181T^3\end{aligned} \tag{3.55b}$$

$$\begin{aligned}\omega_{\odot} = {} & 281^{\circ}13'15''.04 + 6189''.03T \\ & + 1''.63T^2 + 0.012T^3\end{aligned} \tag{3.55c}$$

通常我们写成

$$\Delta C = e\kappa\cos\omega_{\odot}\cos\varepsilon, \quad \Delta D = e\kappa\sin\omega_{\odot}$$

和

$$\begin{aligned}\alpha &= A + c\Delta C + d\Delta D \\ \delta &= \Delta + c'\Delta C + d'\Delta D\end{aligned}$$

例 3.16 计算 ε Ind 在 1950.0 的平位置,规定例 3.2 中的数据表示星表平位置。

从 (3.55) 式取 $T = 0.5$, 得

$$e = 0.01673011$$

$$\varepsilon = 23°26'44''.836$$

$$\omega_{\odot} = 282°04'49''.964$$

而由于 $\kappa = 20''.49552$，我们有

$$\Delta C = 0''.060, \quad \Delta D = -0''.335$$

所以

$$\alpha - A = 0^s.028, \quad \delta - \Delta = 0''.23$$

即

$$\alpha = 21^h59^m33^s.081, \quad \delta = -56°59'33''.42$$

总岁差和自行影响一颗恒星的平位置而不影响它的星表平位置。因此，一颗恒星从一个历元到另一个历元的严格归算包括（1）从星表平位置消除椭圆光行差得到平位置，(2) 归算总岁差和自行以得到新的平位置和 (3) 加回新历元上所计算的椭圆光行差以得到新的星表平位置。这种程序仅仅对于恒星非常靠近天极，且当归算是在很长的时间间隔上进行时才是必须的。

如果我们忽略椭圆光行差，两种类型误差可能产生。一种起因于 ΔC 和 ΔD 随时间变化的性质。从 (3.55) 式可见，这一项是很小的。另一种是遗留着的椭圆光行差项与总岁差项的相互作用。这两项都是很小的，形式相似，符号相反。在天极区，因忽略严格处理过程而产生的最大百年误差在 $|\Delta\alpha\cos\delta|$ 中是 $0^s.0001$，在 $|\Delta\delta|$ 中是 $0''.002$。在 1976 年的国际天文学联合会大会上建议今后所有星表给出平位置而不是星表平位置。

§ 3.9　黄道坐标的总岁差

计算总岁差对黄道坐标 λ 和 β 影响的严格公式是

$$\mathbf{I}[\lambda(T_f),\ \beta(T_f)] = Q(t_i,\ t_f)\mathbf{I}[\lambda(T_i),\ \beta(T_i)]$$

其中矩阵 Q 由下式给出：

$$Q(t_i, t_f) = R_1(\varepsilon_f)P(t_i, t_f)R_1(-\varepsilon_i)$$

符号同(3.1)和(3.4)式，ζ_0，z 和 θ 由(3.2)式给定，ε 由(3.55b)式给定，$\mathbf{I}$ 由(2.4)式定义．最低阶的 Q 是反对称的，因此，近似公式能够写成为

$$\begin{aligned} \lambda_f &= \lambda_i + a - b\cos(\lambda_i + c)\tan\beta_i \\ \beta_f &= \beta_i + b\sin(\lambda_i + c) \end{aligned} \qquad (3.56)$$

其中

$$\begin{aligned} a &= (5025''\!.6 + 2''\!.22t_i)t_f \\ b\sin c &= (4''\!.96 - 0''\!.75t_i)t_f \\ b\cos c &= (46''\!.8 + 0''\!.01t_i)t_f \end{aligned}$$

或

$$\begin{aligned} b &= (47''\!.1 - 0''\!.07t_i)t_f \\ \tan c &= 0.1060 - 0.016t_i \end{aligned}$$

§ 3.9.1 IAU(1976)新黄赤交角

与赤道总岁差一起，IAU 采用新公式计算对于 J2000.0 的黄赤交角

$$\begin{aligned} \varepsilon = 23°26'21''\!.448 &- 46''\!.8150T \\ &- 0''\!.0059T^2 + 0''\!.001813T^3 \end{aligned}$$

这里 T 是从 J2000.0 起算的长度为 36525 历书日的儒略世纪数．a，b 和 c 的相应值为

$$\begin{aligned} a &= (5029''\!.1 + 2''\!.22t_i)t_f \\ b\sin c &= (4''\!.20 - 0''\!.75t_i)t_f \\ b\cos c &= (46''\!.8 + 0''\!.01t_i)t_f \\ b &= (47''\!.0 - 0''\!.06t_i)t_f \\ \tan c &= 0.0897 - 0.016t_f \end{aligned}$$

第四章 视 差

§4.1 三维坐标系

在第二章中引入的坐标系基本上是二维的．所有动力学问题要求三维坐标系，并且使用这样的系统要求原点是变化的．在我们讨论转换效应(一般归因于视差)之前，我们必须能够确定自已在地球表面的位置．存在三种不同的地理坐标系用于这个目的：天文坐标系、测地坐标系和地心坐标系．由于坐标系原点从地球表面变换到地心引起的天体方向的变化称为周日(或地心)视差．这对于人造地球卫星和月亮是头等重要的，对其他太阳系天体位置的影响较小，对恒星位置的影响觉察不到．由于坐标系原点从地心变换到日心（更确切地说是太阳系质心)引起的天体方向的变化称为周年视差(或日心视差)． 这对所有太阳系天体和附近的恒星是很重要的．恒星的最大周年视差为 0.″76．

主要的变换是：在地平和赤道坐标系中，从地球表面到地心；以及在赤道和黄道坐标系中，从地心到日心．除了基本的矢量关系式以外，还常用严格的和近似的三角关系式．最后介绍行面坐标系．这可用于以固定在行星上的坐标系为参考绘制行星表面特征图．

§4.2 地理坐标系

有三种普遍应用的坐标系与地球相联系．两个用于确定

地球表面上的位置．其中一种是天文地理坐标系，以天文垂线方向和上天极方向为基准．因此，这个坐标系可以直接实现，并且和地球的结构及形状无关．另一种是测地地理坐标系，以地球的大小和形状模型为依据．随着我们对地球的认识不断加深，参考面不断改进，测地坐标会相应地改变．第三种坐标系是三维的，它的原点在地球中心，称为地心坐标系．这些坐标系和它们的相互关系将在后面三节中叙述．

§4.3 天文地理坐标系

地理自转极是地球自转轴与地球表面的两个交点．地球自转轴延长与天球相交于天极．通过地球中心，垂直于地球自转轴的平面与地球表面相交于地理自转赤道．这个平面与天球相交于天赤道．除了上天极的方向以外，另一个立即可得的方向是天文垂线方向．这是由局部重力场的方向决定的．铅垂线延伸与天球相交于天顶(向上)和天底(向下)．如在其他坐标系中一样，径向坐标的原点是任意的．传统的零点是在格林尼治皇家天文台旧址上的 Airy 子午环的位置．

一点的天文纬度 Φ 是上天极和天文垂线方向之间的锐角的余角，在北半球为正，南半球为负．天文赤道是在地球表面上那些 $\Phi=0$ 的点的轨迹．天文赤道不是一条平面曲线，地理自转极的天文纬度也不一定是 $\pm 90°$．如第二章指出的，上天极的高度在数值上等于观测者的天文纬度．此外，天顶赤纬的代数值等于天文纬度．

天文经度 Λ 是地方天文子午面和通过格林尼治皇家天文台旧址的 Airy 子午环的天文子午面之间的二面角．读者记得地方天文子午面包括天极、天顶和天底．因此，它与天球

交于天子午圈，天文子午圈是地球表面上 Λ = 常数的点的轨迹。这也不一定是一条平面曲线。由于给出经度有多种习惯（例如从 0° 到 360° 连续向东计量，从 0° 到 360° 连续向西计量，从 0° 到 180° 分别向东和向西计量），一种特定经度的确切意义总应该指明。

天文地理坐标系，虽然可以直接实现，但并不适合大地测量学和地理学的多种用途。这时要用测地地理坐标系。

§ 4.4　测地地理坐标系

地球表面接近于一个扁的旋转椭球体（即一个椭圆绕其短轴旋转所成的形状）。因此，现代的模型利用这样一种旋转形状作为参考面。两个独立的参数唯一地确定了这样一个椭球。测地坐标的定义与椭球参数值无关。

测地极是原生椭圆的旋转轴与椭球表面的交点。测地赤道是原生椭圆的长轴扫出的平面与椭球体表面的交线。测地

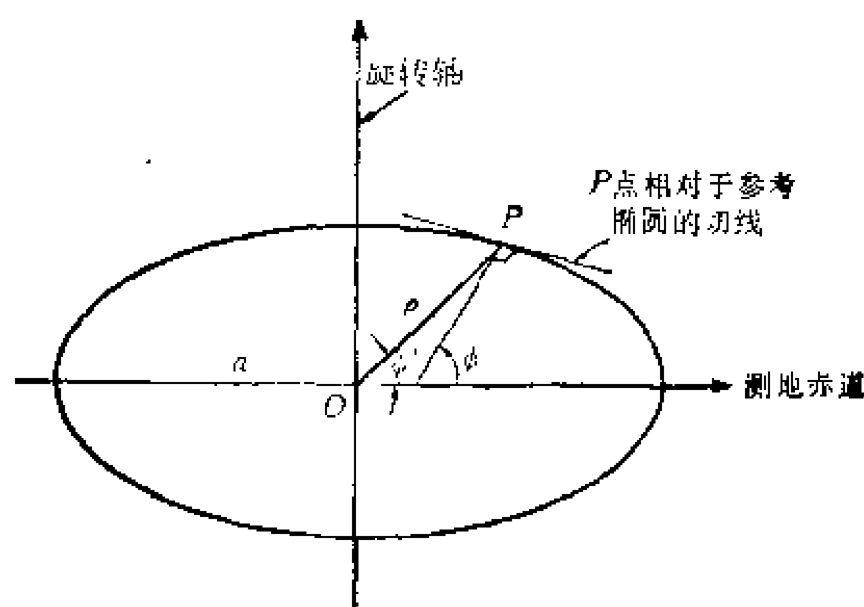


图 8　测地纬度(φ)和地心纬度(φ')

垂线的方向是由椭球体的地方外向法线给定的。沿测地垂线方向的直线与天球相交于测地天顶。

一点的测地纬度 ϕ 是测地垂线的方向和测地赤道平面之间的锐角，如图 8 所示。

测地经度 λ 是地方测地子午面和通过格林尼治皇家天文台旧址的 Airy 子午环的测地子午面之间的二面角。

天文垂线和测地垂线之间的交角称为垂线偏差。习惯上，将它分解成从测地天顶向北天极计量的子午分量 p 和从测地天顶向东计量的卯酉分量 q（东点就是卯酉圈与天文地平在恒星上升一边的交点）。由这些定义，并且取两种经度由格林尼治向东计量为正，有

$$\cos\Phi\sin(\Lambda-\lambda)=\sin q$$

$$\cot\Phi\cos(\Lambda-\lambda)=\cot(\phi+p)$$

由于 p 和 q 是很小的，几乎不超过 20″，精确的关系式可适当地取下列近似：

$$(\Lambda-\lambda)\cos\Phi=q$$

$$\Phi-\phi=p$$

§4.5 地 心 坐 标

习惯上，由半长轴 a 的长度和扁率[1] f 来确定参考椭球体。它们与半短轴 c 和偏心率 e 有关，关系如下：

$$f=(a-c)/a=1-(1-e^2)^{\frac{1}{2}}$$

---

1) 量 f 是一个纯几何量；地球的动力学扁率（即力学扁率）是量 $(C-A)/C$，其中 A 是赤道惯量矩，C 是极惯量矩。动力学扁率是由观测而不是由地球内部结构模型确定的。如果地球是一个密度均匀的扁旋转椭球体，则 $(C-A)/C$ 等于 $f-f^2/2=e^2/2$。

$$\simeq \frac{e^2}{2} + \frac{e^4}{8} + \frac{e^6}{16} + \cdots$$

$$e = \left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}} = (2f - f^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$\simeq \sqrt{2f}\left(1 - \frac{f}{4} - \frac{f^2}{32} - \cdots\right)$$

有时应用第二扁率 $(a-c)/c$ 或第二偏心率 $(a^2/c^2-1)^{\frac{1}{2}}$.

一点的地心纬度是该点的地心矢径和测地赤道之间的锐角，见图 8，地心经度等于测地经度 λ. 地心距 ρ 是该点的地心矢径的大小。测地纬度和地心纬度之间的差称为垂线角(＝ $\phi - \phi'$)。

由参考椭球体的子午截面的几何关系有

$$\begin{aligned} \rho\cos\phi' &= C\cos\phi \\ \rho\sin\phi' &= S\sin\phi \end{aligned} \tag{4.1}$$

其中

$$S = \frac{a(1-e^2)}{(1-e^2\sin^2\phi)^{1/2}} = (1-e^2)C$$

$$\begin{aligned} C &= \frac{a}{[\cos^2\phi + (1-f)^2\sin^2\phi]^{1/2}} \\ &= \frac{S}{(1-f)^2} \end{aligned} \tag{4.2}$$

因此

$$\tan\phi' = (1-f)^2\tan\phi$$

$$\begin{aligned} \rho^2 &= C^2[\cos^2\phi + (1-f)^4\sin^2\phi] \\ &= \frac{C^2+S^2}{2} + \frac{(C^2-S^2)}{2}\cos 2\phi \\ &= a^2\frac{\cos^2\phi + (1-f)^4\sin^2\phi}{\cos^2\phi + (1-f)^2\sin^2\phi} \end{aligned}$$

并且，由于 $g = e^2/(2 - e^2)$

$$\tan(\phi - \phi') = \frac{g \sin 2\phi}{1 + g\cos 2\phi} = \frac{g \sin 2\phi'}{1 - g\cos 2\phi'}$$

当 $\sin \phi = 1/(2 - e^2)^{1/2}$ 时，ϕ 与 ϕ' 有最大偏离

$$\tan^{-1}\{e^2/[2(1 - e^2)^{1/2}]\}.$$

这是 11′32″.7，对于 $1/f = 298.257$，在 $\phi = 45°05'46''4$。

由于 f 是很小的，（我用 IAU 1976 值，$a = 6378.140$ 千米和 $1/f = 298.257$），S, C, ρ 和 $\phi - \phi'$ 可用级数展开。用直到 f 的四阶的各项，我们得到

$$\begin{aligned}\frac{C}{a} = 1 + \frac{f}{2} + \frac{5f^2}{16} + \frac{7f^3}{32} + \frac{169f^4}{1024} \\ - \left(\frac{f}{2} + \frac{f^2}{2} + \frac{27f^3}{64} + \frac{11f^4}{32}\right)\cos 2\phi \\ + \left(\frac{3f^2}{16} + \frac{9f^3}{32} + \frac{77f^4}{256}\right)\cos 4\phi \\ - \left(\frac{5f^3}{64} + \frac{5f^4}{32}\right)\cos 6\phi + \frac{35f^4}{1024}\cos 8\phi\end{aligned} \quad (4.3a)$$

$$\begin{aligned}\frac{S}{a} = 1 - \frac{3f}{2} + \frac{5f^2}{16} + \frac{3f^3}{32} + \frac{41f^4}{1024} \\ - \left[\frac{f}{2} - \frac{f^2}{2} - \frac{5f^3}{64}\right]\cos 2\phi \\ + \left[\frac{3f^2}{16} - \frac{3f^3}{32} - \frac{19f^4}{256}\right]\cos 4\phi \\ - \frac{5f^3}{64}\cos 6\phi + \frac{35f^4}{1024}\cos 8\phi\end{aligned} \quad (4.3b)$$

$$\phi - \phi = \left(f + \frac{f^2}{2} - \frac{f^4}{4}\right)\sin 2\phi$$

$$-\left(\frac{f^2}{2}+\frac{f^3}{2}+\frac{f^4}{8}\right)\sin 4\phi$$

$$+\left(\frac{f^3}{3}+\frac{f^4}{2}\right)\sin 6\phi-\frac{f^4}{4}\sin 8\phi \qquad (4.3c)$$

$$\frac{\rho}{a}=1-\frac{f}{2}+\frac{5f^2}{16}+\frac{5f^3}{32}+\frac{57f^4}{1024}$$

$$+\left(\frac{f}{2}-\frac{13f^3}{64}-\frac{13f^4}{64}\right)\cos 2\phi$$

$$-\left(\frac{5f^2}{16}+\frac{5f^3}{32}-\frac{21f^4}{256}\right)\cos 4\phi$$

$$+\left(\frac{13f^3}{64}+\frac{13f^4}{64}\right)\cos 6\phi-\frac{141f^4}{1024}\cos 8\phi \quad (4.3d)$$

虽然参考椭球体非常接近于地球表面，但在陆地上有许多局部不规则地形。因此，为了完全确定某处的测地位置，必须有椭球表面以上的高度 H。若 ρ, S, C 和 H 都以同一单位制计量，则修改 (4.1) 式为下列形式足以表示对于 $H \neq 0$ 的改正：

$$\begin{aligned}\rho\cos\phi' &= (C+H)\cos\phi \\ \rho\sin\phi' &= (S+H)\sin\phi\end{aligned} \qquad (4.4)$$

同时垂线角 $\phi-\phi'$ 无显著改变(不过还请参见下面)。

例 4.1 某天文台的测地坐标是 $\phi=33°49'03''.8539$(N)，$\lambda=106°39'33''.78583$(W) 和 $H=1502.419$ 米，计算它的地心纬度，地心距和垂线角。

利用 $a=6378.140$ 千米，和 $1/f=298.257$，从 (4.4) 式求得

$$\rho\cos\phi'=0.83187064$$

$$\rho\sin\phi'=0.55353222$$

其中 C 和 S 是以 (4.2) 式计算的

$$\frac{C}{a} = 1.00103841$$

$$\frac{S}{a} = 0.99433707$$

因此

$$\frac{\rho}{a} = 0.99920303$$

$$\phi' = 33°38'24''.2033$$

$$\phi - \phi' = +10'39''.6506$$

由 C 和 S 的幂级数即 (4.3a) 和 (4.3b) 式,我们算得

$$\frac{C}{a} = 1.00103841, \quad \frac{S}{a} = 0.99433708$$

则

$$\rho\cos\phi' = 0.83187065, \quad \rho\sin\phi' = 0.55353222$$

这暗含了 ρ 和 ϕ' 的上述值.

Morrison 和 Pines (1961) 指出,当 C, S, ρ 和 H 以 a 为单位计量时,对于 $H \neq 0$ 的垂线角由下式给出:

$$\phi - \phi' = S_1(e,\rho)\sin 2\phi' + S_2(e,\rho)\sin 4\phi' + S_3(e,\rho)\sin 6\phi' + S_4(e,\rho)\sin 8\phi'$$

其中

$$1024\rho^3 S_1(e,\rho) = (512 + 128e^2 + 60e^4 + 35e^6)e^2\rho^2 + 32(1 + e^2)e^6\rho - 12(4 + 3e^2)e^6$$

$$1024\rho^4 S_2(e,\rho) = -(64 + 48e^2 + 35e^4)e^4\rho^3 + 64(4 + 2e^2 + e^4)e^4\rho^2 + 60e^6\rho - 64e^8$$

$$3072\rho^5 S_3(e,\rho) = 9(4 + 5e^2)e^6\rho^2 - 288(1 + e^2)e^6\rho$$

$$+140(4+3e^2)e^6$$

$$2048\rho^4 S_4(e,\rho)=(-5\rho^3+64\rho^2-252\rho+320)e^8$$

而 H 由下式计算:

$$\begin{aligned} H &= \rho\cos\phi'\sec\phi-(1-e^2\sin^2\phi)^{-1/2} \\ &= \rho\sin\phi'\csc\phi-(1-e^2)(1-e^2\sin^2\phi)^{-1/2} \\ &= \rho\cos(\phi-\phi')-(1-e^2\sin^2\phi)^{1/2} \end{aligned}$$

在前例中，$H=0$ 的垂线角是 $+10'39.''8013$，相差仅是 $0.''151$。

§ 4.6 地理坐标的变化

从天文垂线方向的定义显然可知，除地球重力以外，地球自转引起的科里奥利力和太阳、月球的引力影响着垂线方向。因此，任何一个地理位置固定的观测者的天文纬度具有周月或周年周期的变化。把这些微小的影响分离掉后，地理自转极并不固定在固体地球上。极移（即极的漂移或称钱德勒摆动)是由下列效应联合引起的，即自转轴的自由进动，日月引力和地球质量的地球物理性的重新分布。它们具有无规则周期性，主要周期为 12 个月和 14 个月。在 1900—1950 期间，极的净极移小于 $0.''4$，因此，只有非常精确的工作中需要考虑这些影响。

例 4.2 设某天文台的天文纬度有误差 $\Delta\Phi$，计算由此引起的赤经和赤纬的误差。

从联系赤道坐标和地平坐标的 (2.5) 或 (2.6) 式，求微分后得

$$\Delta\delta=\cos h\Delta\Phi$$

$$\Delta\alpha=-\tan\delta\sin h\Delta\Phi$$

其中 h 是时角，位置误差为

$$[(\Delta\alpha\cos\delta)^2+(\Delta\delta)^2]^{1/2},\ \text{它等于}$$

$$(1-\sin^2 h\cos^2\delta)^{1/2}|\Delta\phi|\leqslant|\Delta\phi|$$

§ 4.7 坐标的三维转换

原点的主要变化是从观测者到地球中心以及从地球中心到太阳中心。在所有这些情况中，下面量：

$$\frac{\text{原点到原点距离}}{\text{天体到原点距离}}$$

起着关键性的作用。这个量一般称为视差。更确切地说，地心视差是站心天顶距和地心天顶距之差，两种天顶距都是从地心天顶起计量的。这种情况在图 9 中说明。用加撇表示某量的站心值，用 p 表示视差

$$p=z'-z$$

从几何学和正弦定律，我们求得

$$\sin p=\frac{\rho}{r}\sin z'$$

其中 ρ 是观测者的地心距，而 r 是天体的地心距。$z'=90°$ 时的 p 值称为地平视差 P。此外当 ρ 等于地球赤道半径 a 时，地平视差的这个特殊值称为赤道地平视差。最后，当天体在其平均地心距（r_0）上时的赤道地平视差值称为平均赤道地平视差 Π。则

$$\sin\Pi=\frac{a}{r_0}$$

$$\sin P=\frac{\rho}{r}$$

$$\tan p = \frac{\sin z \sin P}{1 - \cos z \sin P}$$

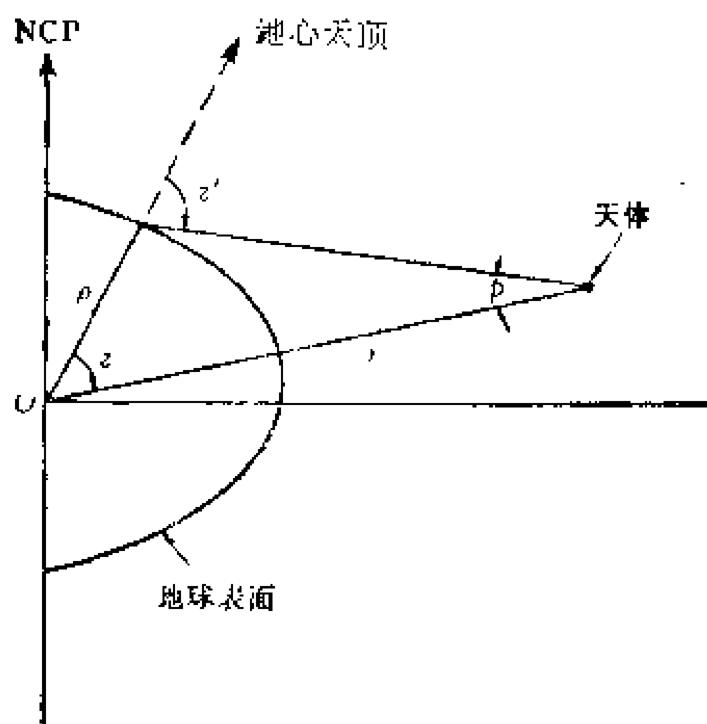


图9　地心视差

当近似式 $p = \sin p$ 成立时，视差在方位角上的分量可以忽略，并且从地心天顶计量的站心天顶距（z'）和从测地天顶计量的站心天顶距（$\mathscr{z}'$）之间的关系为

$$z' = \mathscr{z}' - (\phi - \phi')\cos A$$

如上述，其中 A 是从南点向西计量的方位角，在略去垂线偏差所引入的误差范围内，$\mathscr{z}'$ 也是从天文天顶计量的站心天顶距。

§ 4.8　地平系统的周日视差

令一个天体的站心位置是 $\mathbf{r} = r'\mathbf{I}(A', 90° - z')$，其中 r' 是站心距。地心位置是 $\mathbf{r} = r\mathbf{I}(A, 90° - z)$，其中 z 从测地天顶计量。观测者的地心位置是 $\boldsymbol{\rho} = \rho[\sin(\phi - \phi'), 0,$

$\cos(\phi - \phi')]^T$ 和

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \boldsymbol{\rho} \tag{4.5}$$

这种基本关系的三角运算给出

$$\sin(z' - z) = \frac{\rho}{r}\cos(\phi - \phi')\sec\Gamma\sin(z' - \Gamma)$$

$$\sin(A' - A) = \frac{\rho}{r}\sin(\phi - \phi')\csc z\sin A' \tag{4.6}$$

$$\frac{r'}{r} = \sin(z - \Gamma)\csc(z' - \Gamma)$$

其中

$$\tan\Gamma = \tan(\phi - \phi')\cos\left(\frac{A' + A}{2}\right)\sec\left(\frac{A' - A}{2}\right) \tag{4.7}$$

逆运算的常用形式为

$$\tan(A' - A) = \frac{P\sin A}{1 - P\cos A}$$

$$\tan(z' - z) = \frac{Q\sin(z - \Gamma)}{1 - Q\cos(z - \Gamma)} \tag{4.8}$$

$$\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = 1 - 2Q\cos(z - \Gamma) + Q^2$$

其中

$$P = \frac{\rho}{r}\csc z\sin(\phi - \phi')$$

$$Q = \frac{\rho}{r}\sec\Gamma\cos(\phi - \phi')$$

例 4.3 国际紫外探测卫星(IUES)在 1979 年$172^d2^h22^m\!.0$ ET 的地心地平坐标为

$$A = 279°55'11''.57, \quad z = 39°16'07''.91$$

$$r = 48276.71 \text{千米}$$

计算该瞬间相对于例 4.1 天文台的 r', A' 和 z'.

例 4.1 中，垂线角是 $+10'39.''6506$ 和 $\rho = 0.99920303$. 由(4.7)和(4.8)式依次计算 P, A', Γ, Q, z' 和 r'，我们求得

$$P = 6.4677119 \times 10^{-4}, \quad A' = 279°53'00''.1$$

$$\Gamma = 0°01'50''.0, \quad Q = 1.3201039 \times 10^{-1}$$

$$z' = 44°34'58''.2 \text{ 和 } r' = 43527.7 \text{ 千米}$$

当 P 和 Q 两者都很小的时候，能应用下列级数展开式[由(3.8)式导出]:

$$\Gamma = (\phi - \phi')\cos A - \left[\frac{\rho}{r} \frac{(\phi - \phi')^2}{2}\right] \csc z \sin^2 A$$

$$A' - A = P\sin A + \frac{P^2}{2}\sin 2A + \frac{P^3}{3}\sin 3A$$

$$z' - z = Q\sin(z - \Gamma) + \frac{Q^2}{2}\sin[2(z - \Gamma)]$$

$$+ \frac{Q^3}{3}\sin[3(z - \Gamma)]$$

§ 4.9 赤道系统的周日视差

由于 $\mathbf{r}' = r'\mathbf{I}(\alpha', \delta')$, $\mathbf{r} = r\mathbf{I}(\alpha, \delta)$ 和 $\boldsymbol{\rho} = \rho\mathbf{I}(\tau, \phi')$ 其中 τ 是地方恒星时，(4.5)式的含意为

$$\sin(\alpha - \alpha') = p\sin h'$$
$$\sin(\delta - \delta') = q\sin(\gamma - \delta') \qquad (4.9)$$
$$\frac{r'}{r} = \sin(\delta - \gamma)\csc(\delta' - \gamma)$$

其中

$$\tan\gamma = \tan\phi'\cos\left(\frac{\alpha-\alpha'}{2}\right)\sec\left(h+\frac{\alpha-\alpha'}{2}\right) \quad (4.10)$$

逆运算的常用形式为

$$\tan(\alpha-\alpha') = \frac{p\sin h}{1-p\cos h}$$

$$\tan(\delta-\delta') = \frac{q\sin(\gamma-\delta)}{1-q\cos(\gamma-\delta)} \quad (4.11)$$

其中 $h = \tau - \alpha$, $h' = \tau - \alpha'$ 并且

$$p = \frac{\rho}{r}\cos\phi'\sec\delta$$

$$q = \frac{\rho}{r}\sin\phi'\csc\gamma$$

例 4.4 第 5 号应用技术卫星的火箭载体，在 1979 年 7 月 8 日 $10^h2^m0^s$ ET 有下列地心位置： $r = 22237.2$ 千米， $\alpha = 23^h06^m28^s.21$， $\delta = +10°23'09''.0$。 相对于例 4.1 中的天文台，计算它的站心位置。地方恒星时是 $21^h57^m35^s.26$。

计算的次序类似于上述例子。 利用 (4.10) 和 (4.11) 式以及 (4.9) 式的最后一行，计算 $p, h, \alpha', \gamma, q, \delta'$ 和 r'。结果是

$$p = 2.425739\times10^{-1},\quad h = -17°.22063$$

$$\alpha' = 23^h27^m49^s.8,\quad \gamma = 35°15'16''.8$$

$$q = 2.750563\times10^{-1},\quad \delta' = +1°37'24''$$

和 $r' = 16885$ 千米。

例 4.5 作上一例的逆运算。

出发点是 $r' = 16885$ 千米， $\alpha' = 23^h27^m49^s.8$， $\delta' = +1°37'24''$ 以及 $\tau = 21^h57^m35^s.3$。现在宜用 (4.9) 式，但是，由

于 δ 和 r 未知，要用近似式 $\delta=\delta'$，$r=r'$ 开始迭代计算. 我们用它去计算 p,然后从 (4.9) 式的第一式计算 α,从(4.10)式计算 γ，从 (4.9) 式的第二式计算 q 和 δ，最后从 (4.9) 式的末式计算 r。 迭代连续应用 r 和 δ 的新的估计值，直至达到收敛为止. 这个方法的每一步都记录于下表:

α	γ	δ	r（千米）
$23^h00^m07^s.31$	$35°06'08''.4$	$+13°11'39''.2$	24963.3
23 08 36.74	35 18 22.5	09 25 23.6	21451.6
23 05 45.03	35 14 14.4	10 42 33.1	22516.4
23 06 42.81	35 15 37.8	10 16 35.2	22144.6
23 06 23.28	35 15 09.6	10 25 21.9	22268.7
23 06 29.87	35 15 19.1	10 22 24.1	22226.6
23 06 27.65	35 15 15.9	10 23 24.1	22240.8
23 06 28.40	35 15 17.0	10 23 03.8	22236.0
23 06 28.14	35 15 16.6	10 23 10.7	22237.7
23 06 28.23	35 15 16.7	10 23 08.4	22237.1
23 06 28.20	35 15 16.7	10 23 09.2	22237.3
23 06 28.21	35 15 16.7	10 23 08.9	22237.2

因为人造卫星距离较近,所以收敛缓慢. 同时因数 $h+(\alpha-\alpha')/2$ 可写为 $h'+(\alpha'-\alpha)/2$，在这种情况下更有用.最后，徒具形式的多余位数被保留着，以表明收敛过程中数值的起伏. 继续迭代不能得到更高的精度，因为原始数据的精度只有 $\pm 0''.5$。

当 p 和 q 两者都很小时,可用如下的级数 [仍由 (3.8) 式导出]:

$$\alpha-\alpha'=p\sin h+\frac{p^2}{2}\sin 2h+\frac{p^3}{3}\sin 3h$$

$$\delta-\delta'=q\sin(\gamma-\delta)+\frac{q^2}{2}\sin[2(\gamma-\delta)]$$

$$+\frac{q^3}{3}\sin[3(\gamma-\delta)] \qquad (4.12)$$

其中

$$\tan\gamma=\tan\phi'\sec h\left[1+\frac{\rho}{2}\sin h\tan h\right.$$
$$\left.+\frac{\rho^2}{8}(4+\tan^2 h)\sin^2 h\right]$$

Maxwell(1932) 以稍微不同的形式列出这些公式，特别适用于太阳系天体。令

$$j=\frac{\pi_{\odot}\rho}{r}\cos\phi'\sec\delta\sin h$$

$$k=\frac{\pi_{\odot}\rho}{r}\sin\phi'\csc c\sin(c-\delta)$$

$$\tan c=\tan\phi'\sec h$$

其中$\pi_{\odot}$ 是太阳的平均赤道地平视差(=8″.794148)，r 是以天文单位计量，而 ρ 是以 a 为单位计量的。再令 j'，k' 为当$\alpha\to\alpha'$，$\delta\to\delta'$ 时的 j，k，则到三阶项的公式为

$$\alpha-\alpha'=j+j^2\cot h+\frac{j^3(3\cot^2 h-1)}{3}$$

$$\delta-\delta'=k+\frac{j^2\sin\delta\cos\delta+2k^2\cot(c-\delta)}{2}$$
$$+k\{3j^2[2\cos c\csc(c-\delta)\sin\delta-\cos 2\delta]$$
$$+2k^2[3\cot^2(c-\delta)-1]\}/6$$

和

$$\alpha-\alpha'=j'+j'k'\tan\delta'$$
$$+\frac{j'[(j')^2(1-3\sin^2\delta')+3(k')^2(1+2\tan^2\delta')]}{6}$$

$$\delta - \delta' = k' - (i'/2)^2 \sin 2\delta' + \frac{k'[(k')^2 - 3(i')^2 \sin^2\delta']}{6}$$

§ 4.10　日心坐标和地心坐标的转换

一个普遍的问题是太阳系天体的日心位置

$$\mathbf{r} = (x, y, z)^T = r\mathbf{l}(\alpha, \delta)$$

转换到它的地心位置 $\mathbf{R} = R\mathbf{l}(A, \Delta)$. 由于一年中每一天的太阳地心坐标 $\mathbf{R}_\odot = (X_\odot, Y_\odot, Z_\odot)^T$，都列表刊载在 AENA 中，这种转换借助于下式很容易完成

$$\mathbf{r} + \mathbf{R}_\odot = \mathbf{R} \tag{4.13}$$

即

$$x + X_\odot = R\cos\Delta\cos A = r\cos\delta\cos\alpha + X_\odot$$

$$y + Y_\odot = R\cos\Delta\sin A = r\cos\delta\sin\alpha + Y_\odot$$

$$z + Z_\odot = R\sin\Delta = r\sin\delta + Z_\odot$$

在黄道系中 $\mathbf{r} = r\mathbf{l}(\lambda, \beta)$，$\mathbf{R} = R\mathbf{l}(\Lambda, B)$，和

$$R_\odot = R_\odot\mathbf{l}(\Lambda_\odot, B_\odot),$$

则 (4.13) 式成为

$$x + X_\odot = R\cos B\cos\Lambda = r\cos\beta\cos\lambda + X_\odot$$

$$y + Y_\odot = R\cos B\sin\Lambda = r\cos\beta\sin\lambda + Y_\odot$$

$$z + Z_\odot = R\sin B = r\sin\beta + Z_\odot$$

由于 $|B_\odot|$ 永不超过 1″.2，近似式 $\mathbf{R}_\odot = R_\odot\mathbf{l}(\Lambda_\odot, 0)$ 常常是足够的了.

例 4.6　1980 年 12 月 12 日 0^hET，51 号小行星 Nemausa 的日心黄道直角坐标是

$$q^T = (0.790535, 2.230416, -0.401508)$$

其中距离单位是天文单位．计算该日相对于 1950.0 的赤道和春分点的地心赤经和赤纬；$\mathbf{r}$ 已在那个坐标系中．

黄道坐标首先必须转换到赤道坐标，通过绕轴旋转 $-\varepsilon$，其中 ε 是从 (3.55b) 式用 $T=0.5$ 计算的．这样

$$x = \mathscr{x} \qquad\qquad\qquad\qquad = 0.790535$$

$$y = \mathscr{y}\cos\varepsilon - \mathscr{z}\sin\varepsilon = 2.206018$$

$$z = \mathscr{y}\sin\varepsilon + \mathscr{z}\cos\varepsilon = 0.519083$$

将同一瞬间太阳的地心赤道直角坐标加到上列各值上去．这些坐标值能在 1980 年 AENA 的 51 页上查到，

$$\mathbf{R}_{\odot}^{T} = (-0.1760301, -0.8887179, -0.3853512).$$

由此，当应用 (4.13) 式时，

$$R^{T} = (0.614505, 1.317300, 0.133731).$$

由此 $A = 4^{h}19^{m}58^{s}.0$ 和 $\Delta = +5°15'23''$．

§4.11 恒星的周年视差

任何恒星的最大周年视差都微不足道，加上 $|B_{\odot}|$ 的大小也与之相当，这就表明，就恒星的周年视差来说永远不需要严格的公式．近似的黄道直角变换为 (r 是日心赤道位置，$\mathbf{r}$ 是日心黄道位置，$\mathbf{R}$ 是地心位置)

$$X - \mathscr{x} = R_{\odot}\cos\Lambda_{\odot}$$

$$Y - \mathscr{y} = R_{\odot}\sin\Lambda_{\odot}$$

$$Z - \mathscr{z} = 0$$

而近似的赤道-黄道变换是

$$X - x = R_{\odot}\cos\Lambda_{\odot}$$

$$Y - y = R_{\odot}\sin\Lambda_{\odot}\cos\varepsilon$$

$$Z - z = R_{\odot}\sin\Lambda_{\odot}\sin\varepsilon$$

对于黄道球面坐标，这是

$$\lambda - \Lambda = \pi \sin(\lambda - \Lambda_{\odot}) \sec\beta$$

$$\beta - B = \pi \cos(\lambda - \Lambda_{\odot}) \sin\beta$$

其中 λ, β 是恒星的日心黄经和黄纬*，Λ, B 是它的地心黄经和黄纬*，而 π 是恒星的周年视差

$$\sin\pi = \frac{1\mathrm{A}}{r}$$

地球轨道的半长轴实际上是 1.00000023A，但这个差值是可忽略的．地球绕太阳公转引起的恒星在天球上的周年位移发生在一个椭圆上．椭圆的半长轴为 π，半短轴是 $\pi\sin\beta$，而椭圆称为视差椭圆．最后，对于赤道球面坐标

$$\alpha - A = \pi(\sin\alpha\cos\Lambda_{\odot} - \cos\alpha\cos\varepsilon\sin\Lambda_{\odot})\sec\delta$$

$$\delta - \Delta = \pi[(\sin\alpha\sin\delta\cos\varepsilon - \cos\delta\sin\varepsilon)\sin\Lambda_{\odot} + \cos\alpha\sin\delta\cos\Lambda_{\odot}]$$

用太阳的地心赤道直角坐标表示，有

$$\alpha - A = \pi(X_{\odot}\sin\alpha - Y_{\odot}\cos\alpha)\sec\delta$$

$$\delta - \Delta = \pi(X_{\odot}\cos\alpha\sin\delta + Y_{\odot}\sin\alpha\sin\delta - Z_{\odot}\cos\delta)$$

如果我们用近似式 $Z_{\odot} = Y_{\odot}\tan\varepsilon$，并忽略地球轨道偏心率，这些式子能写成

$$\Delta\alpha = -\frac{\pi}{\kappa}(Cd\sec\varepsilon - Dc\cos\varepsilon)$$
$$\Delta\delta = -\frac{\pi}{\kappa}(Cd'\sec\varepsilon - Dc'\cos\varepsilon) \tag{4.14}$$

量 κ 是光行差常数，而 C, D 是光行差日数(见第 5 章)．例

---

* 原书均误为黄纬和黄经．——译者注

5.1 将说明如何应用 (4.14) 式。周年视差改正常常只在 $\pi \geqslant 0''.01$ 时才应用。(4.14) 式的最大误差是 $0''.01$。

§ 4.12 行 面 坐 标

太阳、月亮和行星表面的观测以及行星卫星的运动理论，在特设于行星的坐标系内进行讨论和分析最为有利。这类坐标系的一般名称为行面坐标系。形容词“日面的”和“月面的”专门用于太阳和月亮。标准的基本参考圈是天文地平，天赤道和黄道。它们中没有一个适合于讨论太阳、月亮或行星的现象。显然，在这种情况下，自然的参考圈是天体的赤道或黄道。因此，基本问题是地心赤经和赤纬与行心赤经和赤纬或行心经度和纬度之间的关系。由于太阳、月亮和行星的赤道对天赤道的倾角以及它们的轨道平面对黄道的倾角都不为零，问题的解变得复杂了。关于这个问题的完整和权威性的讨论，几乎占据了 AENA 补充说明一百页的篇幅（1974 重版本的 306—398 页）。这里不予重复，而只给出关于这个问题的非常简短的介绍。

为了讨论太阳、月亮或行星的有限圆面上的表面特征，行面纬度和经度代表了最好的坐标系。它们正类似于地面纬度和经度。行星自转轴向北延伸与天球交于一点，这点的赤经为 α_p 和赤纬为 δ_p，这点起着与北天极类似的作用。从 (α_p, δ_p) 观测行星自转将是反时针向的。与 (α_p, δ_p) 处处成 90° 的大圆是行星赤道。这个圆与天赤道有一个 $(90° - \delta_p)$ 的倾角，并与天赤道在 $(90° + \alpha_p)$ 和 $(270° + \alpha_p)$ 相交。由于地球自转的岁差和章动，以及行星自转轴的进动和章动，(α_p, δ_p) 相对于天赤道随时间变化。考虑到这些，行面纬度是

行心赤道上面或下面一点的角距离。

为了定义行面经度，要选择一个类似于本初子午圈（即通过格林尼治，$\lambda=0$）的子午圈．然而，行星在自转着，表面特征不会是永远可见的．因此，行心经度的原点是这样定义的：取某一特定历元上包含地心视线的子午圈为行星的本初子午圈．任何其他瞬间，行心本初子午圈的位置通过行星自转的恒星周期和经过的时间与前面定义的位置相联系．对于气体天体（特别是太阳和木星）表面自转随行心纬度不同而不同．在这种情况下，有必要对于不同的行心纬度带，应用不同的行心经度系统．行面经度在地心天球上向东计量为正，而日面经度是向西计量的．关于行面坐标的更详细的讨论也能在 McNally(1974) 的书中找到．

月面坐标由于天平动现象而变得复杂．月亮自转平均周期等于它绕地球公转的平均恒星周期．所以，按平均说，月亮的同一半球对着地球．起因于自转周期的变化称为动力或物理天平动，起因于地球相对于月亮位置（由月亮的轨道运动引起的）的另一种变化称为光学天平动，因此，月亮表面几乎有59％是可见约．月亮接近于地球也意味着周日视差的严格处理是必要的。

第五章　计算站心位置

§ 5.1　恒 星 的 位 置

在本章，我要改变原来的叙述方式，即首先解释计算的物理机制，提出计算的严格公式，然后介绍足够精确的近似式。必须考虑的多种效应、各种各样的物理原因和高阶公式的精度（0.″003），都表明首先获得实际结果对于读者是最有益的。本章的后面几节具有启蒙性质。

如第二章所述，恒星位置的确切情况（坐标系类型，坐标系原点，坐标系历元等等）是由一组精确定义的形容词限定的。在这一章中，特别重要的修饰词是“平”、“星表平”、“真”、“视”、“站心”。

恒星平方位（或称位置）是天球上这样一点，即从太阳系质心看去参考于贝塞尔太阳年年首的平赤道和平春分点的恒星位置。一个贝塞尔年的长度差不多是回归年（季节年）的时间间隔，大约为 $365^{d}.2422$。它开始于相应历年的年首附近（例5.1 给出公式，第六章有更详细的论述）。在 20 世纪，最大偏差是 1928.0 = 1928 年 1 月 $1^{d}.595$。闰年的偏差比非闰年的大些。年以后的记号“.0”（如 1900.0 或 1983.0），表示这指的是贝塞尔年太阳年首。

星表平位置是带有光行差 e 项（即椭圆光行差）的位置。星表平位置在第三章中已详细讨论过。通常光行差 e 项只从高赤纬星（例如 FK4 中 $|\delta| > 81°$）中才加以消除，因为在

低赤纬与恒星的自行纠结在一起其影响很小。

恒星真位置是天球上的这样一点，即从太阳系质心看去参考了瞬时真赤道和真春分点的恒星的位置。为了从平位置得到真位置，要对平位置加上总岁差、章动和自行的影响。

恒星视位置是天球上的这样一点，即从地心看去参考了瞬时真赤道和真春分点的恒星位置。为了从真位置得到视位置，要对真位置加上周年光行差、周年视差的影响。如果这颗恒星是一个多重星系的成员星，还要加上轨道运动的影响。

恒星的站心位置是天球上的这样一点，即从地球表面上一架完善的光学仪器看去，参考于瞬时真赤道和真春分点的恒星的位置。为了从视位置得到站心位置，要对视位置加上周日光行差、周日视差和天文折射的影响。

§5.1.1 视位置的计算

读者现在应该知道(见第三章)如何从任何历元的星表平位置得到贝塞尔太阳年年首的星表平位置。令星表平位置为 (α_0, δ_0) 计算视位置 (α, δ) 的一种简单精确的计算方法为

$$
\begin{aligned}
\alpha &= \alpha_0 + \tau\mu + Aa + Bb + Cc + Dd + E + J\tan^2\delta_0 \\
&\quad + \frac{\pi}{\kappa}(Cd\sec\varepsilon_0 - Dc\cos\varepsilon_0) \\
\delta &= \delta_0 + \tau\mu' + Aa' + Bb' + Cc' + Dd' + J'\tan\delta_0 \\
&\quad + \frac{\pi}{\kappa}(Cd'\sec\varepsilon_0 - Dc'\cos\varepsilon_0)
\end{aligned}
\tag{5.1}
$$

上式对自行 (μ 和 μ' 项)、总岁差和章动 (A、B 和 E 项)、周年光行差 (C 和 D 项) 以及周年视差 (π/κ 项) 作了一阶项的改正，并包含前三种效应的二阶项 (J 和 J' 项)。应用 (5.1) 式，$|(\alpha - \alpha_0)\cos\delta_0|$ 或 $|\delta - \delta_0|$ 的最大误差为 0.″003。对于

$|\delta_0| \leqslant 60°$，如果 J，J' 项被略去，最大误差小于 0.″010。在 $|\delta_0| = 80°$，由于忽略二阶项产生的误差能上升到 0.″02。

A, B, C, D, E，J 和 J' 通称为贝塞尔日数。由于在视位置严格归算的级数展开中，J 和 J' 表示二阶项，它们称为二阶日数。C 和 D 用于改正周年光行差，它们称为周年光行差日数。有时 A, B 和 E 称为贝塞尔星数。在 AENA 中，$A—E$ 项按一年的每一天的历书时 0^h 和恒星时 0^h 列出。在 AENA 中 J 和 J' 表按一年中的每十天对赤经每小时列出。它们也可以从下式计算：

$$J = [(A \pm D)\sin\alpha_0 + (B \pm C)\cos\alpha_0][(A \pm D)\cos\alpha_0 - (B \pm C)\sin\alpha_0] \tag{5.2}$$

$$J' = -[(A \pm D)\sin\alpha_0 + (B \pm C)\cos\alpha_0]^2/2$$

其中的 $+(-)$ 号是对 $\delta_0 > 0(\delta_0 < 0)$ 而言。

量 a, b, c, d, a', b'，c' 和 d' 通称为(贝塞尔)恒星常数，它们仅仅取决于平位置及其历元

$$a = \frac{m}{n} + \sin\alpha_0\tan\delta_0 \qquad a' = \cos\alpha_0$$

$$b = \cos\alpha_0\tan\delta_0 \qquad b' = -\sin\alpha_0$$

$$c = \cos\alpha_0\sec\delta_0 \qquad c' = \tan\varepsilon_0\cos\delta_0 - \sin\alpha_0\sin\delta_0$$

$$d = \sin\alpha_0\sec\delta_0 \qquad d' = \cos\alpha_0\sin\delta_0 \tag{5.3}$$

在第三章中 [(3.12)式] m 和 n 分别表示赤经总岁差和赤纬岁差的速度。商 m/n 的公式在例 5.1 中给出。

当前（1960 年以后）应用 (5.1) 式的做法是从最近的贝塞尔太阳年年首或向最近的贝塞尔太阳年年首归算。这保证了从该历元起算的年的小数 τ 小于 0.5 年（就绝对值而言）。举一例，在 1979 年 7 月 1 日或 2 日到 1980 年 6 月 30 日或 7 月 1 日期间内，对于平赤道和春分点选用历元为1980.0，1979

年 7 月 1 日和 1980.0（即 1980 年 1 月 $1^{d}189$）之间 τ 是负的，而 1980.0 和 1980 年 7 月 1 日之间 τ 是正的．在同一历年的中间改换历元的实际效果在于改进（5.1）式的精度．

在周年视差改正中，π 是周年视差，κ 是光行差常数，并做了这样的近似，即取太阳的地心距离为 1 天文单位．这种近似的最大误差对于 αCen 是 $0''.013$，这颗恒星具有最大的周年视差．从平位置到视位置的换算中，周年视差改正本身仅当 $\pi \geqslant 0''.01$ 时才被引入．自行的位置和定向的历元就是星位历元．若自行的定向历元是星表历元，但自行的位置历元是 α_0 和 δ_0 的历元，作为一种实际手段，除了在最精确的工作中外，这样的自行是可用于一切工作的．这是特别有利的，因为由（3.38）式作自行的严格归算会因数值的不稳定性而变坏，并且过长的幂级数归算过程也能避免．我们将首先用（3.32）和（3.33）式把位置和自行从位置和定向的星表历元归算到所求的位置历元．然后用（3.4）式把位置从定向的星表历元归算到所求的定向历元（等于所求的位置历元）．在第一步得到的自行能用于（5.1）式，因为（1）自行是很小的，（2）总岁差和自行之间相互作用是很小的，而（3）τ 被限制于 $|\tau| < 1/2$ 年．

例 5.1 计算 χDra 在 1980 年 9 月 17 日 12^{h}ET 的视位置，给出对于 1975.0 平赤道和平春分点的下列资料：

$$\alpha = 18^{h}21^{m}30^{s}.375 \qquad \delta = +72^{\circ}43'20''.74$$

$$\mu = 11^{s}.759/\text{世纪} \qquad \mu' = -35''.20/\text{世纪}$$

$$\dot{\alpha} = -108^{s}.520/\text{世纪} \qquad \dot{\delta} = 152''.58/\text{世纪}$$

$$\frac{\ddot{\alpha}}{2} = -0^{s}.398/(\text{世纪})^2 \qquad \frac{\ddot{\delta}}{2} = -7''.07/(\text{世纪})^2$$

$$\dot{\mu} = 0^{s}.270/(\text{世纪})^2 \qquad \dot{\mu}' = 1''.69/(\text{世纪})^2$$

而在 1950.0

$$\frac{\ddot{\alpha}}{2} = -0\overset{s}{.}411/(\text{世纪})^2 \qquad \frac{\ddot{\delta}}{2} = -7\overset{''}{.}06/(\text{世纪})^2$$

$$\dot{\mu} = 0\overset{s}{.}273/(\text{世纪})^2 \qquad \dot{\mu}' = 1\overset{''}{.}68/(\text{世纪})^2$$

且有 $\pi = 0\overset{''}{.}120$。

把 (3.51) 和 (3.52) 式用于 1975.0 赤道和春分点，有

$$\alpha(t) = \alpha_{75} + \dot{\alpha}_{75}t + \frac{\ddot{\alpha}_{75}t^2}{2} + \frac{2(\ddot{\alpha}_{75} - \ddot{\alpha}_{50})t^3}{3}$$

$$\mu(t) = \mu_{75} + \dot{\mu}_{75}t + 2(\dot{\mu}_{75} - \dot{\mu}_{50})^2$$

对于 $\delta(t)$ 和 $\mu'(t)$ 也有类似的形式，其中 t 是从 1975.0 起算的以世纪为单位的时间间隔。由于 1980 年 9 月 17 日到 1981.0 比到 1980.0 更接近，$t = +0.06$，这样

$$\alpha_0 = 18^h21^m23\overset{s}{.}862 \qquad \delta_0 = +72°43'29\overset{''}{.}87$$

$$\mu = 11\overset{s}{.}775/\text{世纪} \qquad \mu' = -35\overset{''}{.}10/\text{世纪}$$

(若换一种计算方法试试，位置取同样的值。为了夸大这种影响，从 1950.0 的值出发，自行的位置历元是 1981.0，自行的定向历元是 1950.0，$\mu = 11\overset{s}{.}684$/世纪，和 $\mu' = -35\overset{''}{.}62$/世纪，下面计算的视位置中最大误差，$\alpha$ 是 $0\overset{s}{.}0005$ 和 δ 是 $0\overset{''}{.}003$)。$A-E$ 的值从 1980 AENA 的 318 页用线性内插求得，且 J，J' 由 (5.2) 式算得。我们求得

$$A = -10\overset{''}{.}437 \qquad B = 6\overset{''}{.}391$$

$$C = 18\overset{''}{.}735 \qquad D = -1\overset{''}{.}868$$

$$E = -0\overset{''}{.}026 \qquad J = 0\overset{''}{.}0017$$

$$J' = -0\overset{''}{.}0005$$

三次内插(参看例 5.3) 将使 A，B 和 C 值，在给出的最后一位中改变一个单位，而 D，E，J 和 J' 没有改变。m/n 的值为 2.300791，可从 (3.12) 式得到，或者以足够精度从下式得到：

$$\frac{m}{n} = 2.298868 + 2.3728 \times 10^{-3}T$$

其中 T 是从 1900.0 起算的并以世纪为单位的时间间隔（这里 $T = 0.81$，应用这个公式给出 $m/n = 2.300790$）。黄赤交角由（3.55b）式计算，$\varepsilon_0 = 23°26'30''.313$。最后，我们能从 AENA 第 10 页上查得 1981.0 = 1980 年 1 月 $0^d.432$，也能从下式计算而得

$$1\text{ 月 } 0^d.813516 + (24^d.219878 - 8^d56 \times 10^{-6}T)T$$
$$- [25T] + \text{LPYR}$$

其中如果 $25T - [25T] = 0$，LPYR = 1，否则 LPYR = 0 且 $[u]$ 是小于或等于 u 的最大整数。

由于 1980 年是闰年，1981.0 = 1980 年 $366^d.432$，9 月17 是 1980 年的 261 天。因此，

$$\tau = -(366.432 - 261.5)/365.2422 = -0.287 \text{ 年},$$

或 $\tau = [(261.5 - 1.189)/365.2422] - 1$，其中有1980.0 = 1980 年 1 月 $1^d.189$。我们现在可计算（5.1）式的每项，并且填充下表：

赤经	赤纬
$\tau\mu = 0^s.0338$	$\tau\mu' = 0''.101$
$Aa = 0.6268$	$Aa = -0.973$
$Bb = 0.1277$	$Bb = 6.363$
$Cc = 0.3921$	$Cc = 20.224$
$Dd = 0.4175$	$Dd = -0.166$
$E = -0.0017$	
$J\tan^2\delta_0 = 0.0012$	$J'\tan\delta_0 = -0.002$
视差 $= -0.265$	视差 $= 0.021$
$\alpha - \alpha_0 = 1^s.503$	$\delta - \delta_0 = 25''.57$

则

$$\alpha = 18^h21^m25^s.365 \qquad \delta = +72°43'55''.44$$

图 10 表示恒星 GC23487 从 1966 年 1 月 1 日到 1969 年 1 月 1 日期间每三个月的视位置的变化.

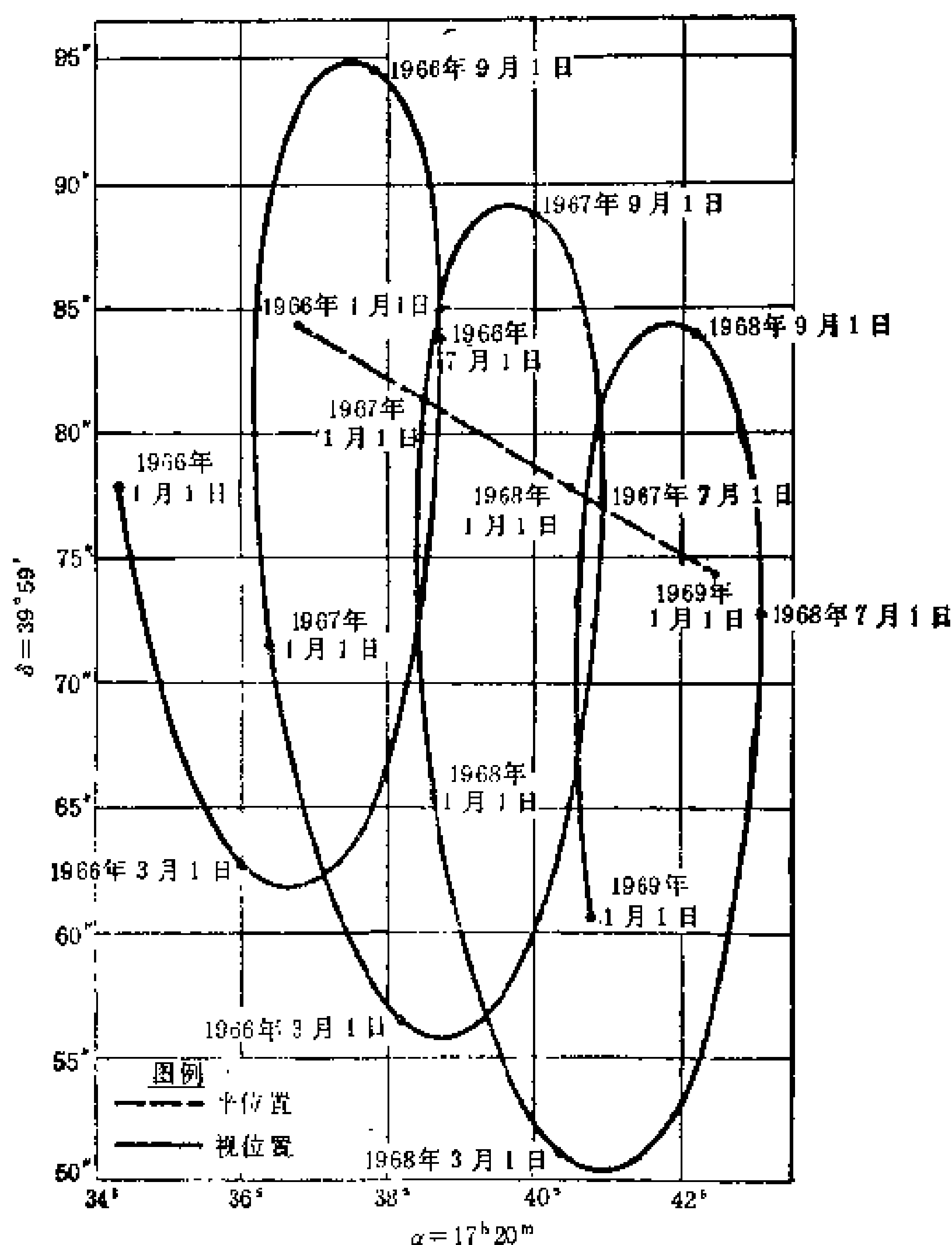


图 10　恒星 GC23487 视位置变化(摹准取自 Unger 和 Mueller, 1969)

§ 5.1.2　站心位置计算

三个尚须改正的项是周日光行差、周日视差和大气折射。对于一颗恒星，周日视差效应只是周年视差效应的4.3×10^{-5}（即地球赤道半径/1天文单位）。因此，周日视差对于恒星是一概忽略的。对视位置(α,δ)改正周日光行差得

$$\begin{aligned}\alpha' &= \alpha + 0^{s}.02133\rho\cos\phi'\cos h\sec\delta\\ \delta' &= \delta + 0''.3200\rho\cos\phi'\sin h\sin\delta\end{aligned}\qquad(5.4)$$

其中h是时角(=地方视恒星时$-\alpha$)，ρ是观测者的地心距，以地球赤道半径为单位，ϕ'是观测者的地心纬度。按下式从(α',δ')计算站心位置(α'',δ'')

$$\begin{aligned}\alpha'' &= \alpha' + \mathscr{R}\sec\delta''\csc z'\cos\Phi\sin h'\\ \delta'' &= \delta' + \mathscr{R}\sec\delta'\csc z'(\sin\Phi - \sin\delta'\cos z')\end{aligned}\qquad(5.5)$$

其中h' = 地方视恒星时$-\alpha'$，z'是相应于h'和δ'的天顶距，Φ是观测者的天文纬度。

量$\mathscr{R}$是大气折射R经气象变化改正后的值，气象变化是对于50°F、30英寸*水银柱的干燥空气这一标准条件而言的。对于大多数情况可用下式：

$$\mathscr{R} = \frac{17P}{460 + T_F}R\qquad(5.6)$$

（其中P是以英寸计量的水银柱高表示的气压，而T_F是以华氏度计量的气温）。当水蒸气变化显著时，必须加上湿度改正。大气折射R是相对于z'（对于$z'\leqslant75^\circ$，当天顶距更大时没有可靠的公式可用）通过下式计算的：

$$R = R_1\tan(z' - R) + R_2\tan^3(z' - R)\qquad(5.7)$$

这里$R_1 = 58''.294$，$R_2 = -0''.0668$。如果取R_2为零（对于

---

* $5/9(^\circ F + 459.67) = 1K$，1英寸=2.54厘米。——译者注

高度>30°，这是合理的近似)，则 R_1 的值为 $58''.2$。

(5.6) 和 (5.7) 式表示平均大气折射即贝塞尔大气折射。这仅仅影响天顶距或高度，不影响方位角。由于多变的大气条件和地形特性，折射改正容易产生误差。

例 5.2 计算 χ Dra 在 1980 年 9 月 17 日 12^h ET、相对于例 4.1 中的天文台的站心位置。环境气压和气温为 $P=1018$ 毫巴，$T_c=0^\circ\mathrm{C}$。必要的附加量是所求瞬间的地方视恒星时，即在例 6.3 中算出的结果 $\tau=4^h38^m47^s.26$

我们利用前例的结果和新的资料计算时角，

$$h=-13^h42^m38^s.09$$

现在将必要的角代入 (5.4) 式并求得

$$\alpha'-\alpha=0^s.054,\quad \delta'-\delta=0''.11$$

即

$$\alpha'=18^h21^m25^s.311 \text{ 和 } \delta'=+72^\circ43'55''.55$$

由于 30 英寸水银柱 = 1015.92 毫巴，因此 $P=30.06$ 英寸水银柱，同时 $T_c=0^\circ\mathrm{C}$，意指 $T_F=32^\circ\mathrm{F}$ (即

$$T_F=9T_c/5+32),$$

所以 $\mathscr{R}$ 对 R 的比值是 1.039。对应于 α' 和 δ' 的 z' 值是从 (2.8) 式利用近似公式 $\phi=\phi'$ 算得的，$z'=72^\circ10'01''.02$。我们现在必须解 (5.7) 式以求 R，宜用逐次代入的方法。取 $R=0$ 作为初始的推测值，逐次计算的 R 值是 $179''.199$，$178''.678$，$178''.680$ 和 $178''.680$。当然牛顿的方法也能利用，但它要复杂得多，$\mathscr{R}$ 的值是 $185''.60$，因此从 (5.5) 式有

$$\delta''-\delta'=171''.77,\quad \alpha''-\alpha'=15^s.827$$

即

$$\alpha''=18^h21^m41^s.14,\quad \delta''=+72^\circ46'47''.3$$

§ 5.2 真位置和章动

真位置与平位置的差别在于总岁差、自行和章动的影响. 从(3.34)式得到计及自行二阶项影响的值为

$$\alpha = \alpha_0 + \mu\tau - \mu(\nu - \mu'\tan\delta_0)\tau^2$$

$$\delta = \delta_0 + \mu'\tau - \frac{(\mu^2\sin\delta_0\cos\delta_0 + 2\mu'\nu)\tau^2}{2}$$

其中 (α_0, δ_0) 是在最近的贝塞尔太阳年年首的平位置，τ 是从该历元到瞬时历元的时间，以年为单位 $\left(\tau \leqslant \frac{1}{2}\right)$，$\mu$ 和 μ' 是赤经年自行和赤纬年自行，而 $\nu = 1.0227 \times 10^{-4}\pi v_r$，其中 π 是周年视差，以孤秒为单位，而 v_r 是径向速度，以千米/秒为单位。μ，μ'，π 和 v_r 的历元是平位置的那个历元。对于具有异常大的 $|\mu|$，$|\mu'|$，π 和 $|v_r|$ 值的 ε Ind，自行二阶项的最大影响，在 1975.0，赤经上为 0.″00006，赤纬上为 0.″00002。因此，自行的二阶项，当 τ 被限制在 $|\tau| \leqslant 1/2$ 时是可以放心地忽略的。

章动是天赤道和黄道的周期运动，而总岁差为这些平面的长期运动. 由于总岁差本身是周期性的（周期 ≃26000 年），将一些项归于章动，而另一些项归于总岁差，这有些任意性，主章动项的周期仅为 18.6 年，因此，数值上的差异是明显的. 在构成章动的各项中有非常短的周期项（< 35 日），有时把它们与其余的章动分开，形成短周期章动项。在具体做法上是相对于瞬时平赤道和平春分点计算章动，在 AENA 中以每日间隔给出章动表达式的数字结果，因此在使用这些结果时必须首先改正总岁差影响.

章动在实用上分成垂直和平行黄道的两个分量。沿黄道的分量由 $\Delta\psi$ 表示，称为黄经章动。因此，若令 λ 和 β 是相对于瞬时平黄道和平春分点的瞬时黄经和黄纬，则 λ 和 β 的真值为

$$\lambda' = \lambda + \Delta\psi, \quad \beta' = \beta \tag{5.8}$$

垂直于黄道的分量记为 $\Delta\varepsilon$，称为交角章动，如果 (α, δ) 对应于 (λ, β)，则从 (2.10) 式的微分形式和 (5.8) 式有

$$\begin{aligned} \alpha' &= \alpha + (\cos\varepsilon + \sin\varepsilon\sin\alpha\tan\delta)\Delta\psi \\ &\quad - \cos\alpha\tan\delta\Delta\varepsilon \\ \delta' &= \delta + \sin\varepsilon\cos\alpha\Delta\psi + \sin\alpha\Delta\varepsilon \end{aligned} \tag{5.9}$$

从 (5.8) 式和 (2.9) 式，瞬时真赤道坐标和瞬时平赤道坐标之间的严格关系可写成

$$\mathbf{I}(\alpha', \delta') = N\mathbf{I}(\alpha, \delta) \tag{5.10a}$$

其中

$$N = R_1(-\varepsilon - \Delta\varepsilon)R_3(-\Delta\psi)R_1(\varepsilon) \tag{5.10b}$$

由于章动影响很小，二阶项几乎始终是足够的。从 (5.10b) 式能推导出(见 Scott and Hughes, 1964)

$$N \simeq \begin{bmatrix} 1 & -\Delta\mu & -\Delta\nu \\ \Delta\mu & 1 & -\Delta\varepsilon \\ \Delta\nu & \Delta\varepsilon & 1 \end{bmatrix} + \frac{1}{2}\begin{bmatrix} -(\Delta\psi)^2 & 0 & 0 \\ -2\Delta\varepsilon\Delta\nu & -[(\Delta\varepsilon)^2-(\Delta\mu)^2] & -\Delta\mu\Delta\nu \\ 2\Delta\varepsilon\Delta\mu & -\Delta\mu\Delta\nu & -[(\Delta\varepsilon)^2+(\Delta\nu)^2] \end{bmatrix}$$

其中 $\Delta\mu = \Delta\psi\cos\varepsilon$，$\Delta\nu = \Delta\psi\sin\varepsilon$。二阶矩阵的任一元素的最大值 $< 0''.002$。

计算 $\Delta\psi$ 和 $\Delta\varepsilon$ 是根据月亮、太阳和行星对地球自转运动影响的详细模型，通常假定地球的赤道惯量矩是相等的，并

且，地球是一个刚体。旧的（1960以前）理论综合了22项构成 $\Delta\psi$，而15项构成 $\Delta\varepsilon$。现行的 Woolard 理论（1960以后1984年以前）$\Delta\psi$ 由69项构成（24项是短周期项），$\Delta\varepsilon$ 由40项构成（其中24项是短周期项）*。这个理论包括了所有振幅超过 0″.0002 的项。主要分量是（Woolard，1953）

$$\Delta\psi = -17''.233\sin\Omega + 0''.209\sin 2\Omega - 0''.204\sin(2L_{☽}) - 1''.273\sin(2L_{\odot})$$

$$\Delta\varepsilon = 9''.210\cos\Omega - 0''.090\cos 2\Omega + 0''.088\cos(2L_{☽}) + 0''.552\cos(2L_{\odot})$$

其中 $L_{\odot}(L_{☽})$ 是太阳（月亮）平黄经，而 Ω 是月亮轨道在黄道上的升交点黄经，相对于瞬时平春分点计量。这里 Ω 有18.6年周期，$\cos\Omega$ 的数字系数 9″.210 称为章动常数。符号 $d\psi$ 和 $d\varepsilon$ 用于表示短周期项的和。整个表达式在《补充说明》的44—45页上给出。

从1984年的 AENA 起，Woolard（1953）的理论将被代替。主要改正是附加的月亮和太阳的摄动，能达到 0″.1。光学观测日益提高的精度，尤其是甚长基线的射电观测（其精度迅速提高到 0″.001），推动了新的章动理论的发展。

总岁差的一阶项，由（3.11）式是

$$\alpha = \alpha_0 + (m + n\sin\alpha_0\tan\delta_0)\tau$$
$$\delta = \delta_0 + (n\cos\alpha_0)\tau$$

对于总岁差、自行和章动同时联合归算至一阶项，可方便地写成

$$\begin{aligned}\alpha &= \alpha_0 + Aa + Bb + E + \tau\mu \\ \delta &= \delta_0 + Aa' + Bb' + \tau\mu'\end{aligned} \qquad (5.11)$$

* 从1984年起，国际上已采用 Wahr 根据液核弹性地球模型计算的章动序列，$\Delta\psi$ 和 $\Delta\varepsilon$ 各包含106项。——译者注

赤经恒星常数 a 和 b 以及赤纬恒星常数 a' 和 b' 由 (5.3) 式所定义。如果我们引入赤经行星岁差的周年速率 λ' 和在历元固定黄道上的日月岁差的周年速率 ψ'，则 A，B 和 E 的表达式就极其简单，即

$$A = n\tau + \Delta\psi \sin \varepsilon_0 = n\left(\tau + \frac{\Delta\psi}{\psi'}\right)$$

$$B = -\Delta\varepsilon$$

$$E = \frac{\lambda' \Delta\psi}{\psi'}$$

这些量不全是独立的；$\lambda' = \psi' \cos \varepsilon_0 - m$ 以及 $n = \psi' \sin \varepsilon_0$。由于 $\Delta\psi$ 和 $\Delta\varepsilon$ 包含章动的全部效应(长周期和短周期项)，A，B 和 E 也是如此。(5.11) 式也能用于改正章动，只要取 $\tau = 0$。

如果我们按下式定义 f，g 和 G：

$$g \sin G = B,\ g \cos G = A,\ f = \left(\frac{m}{n}\right) A + E \qquad (5.12)$$

可得 (5.11) 式的另一种表达方式。(5.11) 式可写成

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 + f + g \sin(\alpha_0 + G) \tan \delta_0 + \tau\mu \\ \delta &= \delta_0 + g \cos(\alpha_0 + G) + \tau\mu' \end{aligned} \qquad (5.13)$$

量 f，g 和 G 称为独立日数，也在 AENA 中按每天列出。利用独立日数求总岁差，自行(同前)和章动的二阶完整改正有

$$\begin{aligned} \alpha = \alpha_0 &+ f + g \sin(\alpha_0 + G) \tan \delta_0 + \tau\mu \\ &+ (g/2)^2 \sin[2(\alpha_0 + G)](1 + 2\tan^2\delta_0) \\ &+ (g/2)^2 \sin 2G \\ &+ (fg/2)[\cos(\alpha_0 + G) - \sin \alpha_0 \sin G] \tan \delta_0 \\ \delta = \delta_0 &+ g \cos(\alpha_0 + G) + \tau'\mu \\ &- (g/2)^2 \{1 - \cos[2(\alpha_0 + G)]\} \tan \delta_0 \end{aligned} \qquad (5.14)$$

$$-(fg/2)[\sin(\alpha_0+G)\cos\alpha_0\sin G]$$

例 5.3 研究 1980 年 6 月 30 日 $11^h22^m33^s$ET 对于 α UMi（勾陈一——北极星）总岁差和章动的二阶效应，初始数据，对于 1950 年为

$$\alpha = 1^h48^m48\overset{s}{.}784, \quad \delta = +89°01'43\overset{''}{.}74$$

$$\mu = 18\overset{s}{.}107/\text{世纪}, \quad \mu' = -0\overset{''}{.}43/\text{世纪}$$

并假定缩减效应是可忽略的。

首先要求 1980.0 的位置。按照 (3.1) 式的符号，

$$T_i = 1950.0, \quad T_f = 1980.0, \quad t_i = 0.5$$

以及 $t_f = 0.3$。由这些值用 (3.2) 式，则算得有

$$\zeta_0 = 691\overset{''}{.}5132, \quad z = 691\overset{''}{.}5846$$

$$\theta = 601\overset{''}{.}2379$$

因此，利用 (3.5) 式

$$P = \begin{bmatrix} 9.9997327\times10^{-1} & -6.7053828\times10^{-3} & -2.9148632\times10^{-3} \\ 6.7053828\times10^{-3} & 9.9997752\times10^{-1} & -9.7732717\times10^{-6} \\ 2.9148632\times10^{-3} & -9.7722629\times10^{-6} & 9.9999575\times10^{-1} \end{bmatrix}$$

当取 $\pi v_r = 0$，用 (3.29) 式可把 (3.42) 式的右端化为

$$\mathbf{I}(\alpha_i,\delta_i) + t_f\left(\mu_i'\begin{bmatrix} -\sin\delta_i\cos\alpha_i \\ -\sin\delta_i\sin\alpha_i \\ \cos\delta_i \end{bmatrix} + \mu_i\begin{bmatrix} -\cos\delta_i\sin\alpha_i \\ \cos\delta_i\cos\alpha_i \\ 0 \end{bmatrix}\right)$$

用数值表示即为

$$\begin{bmatrix} 1.5074753 \times 10^{-2} \\ 7.7484570 \times 10^{-3} \\ 9.9985635 \times 10^{-1} \end{bmatrix} + 0.3 \begin{bmatrix} -8.3491547 \times 10^{-6} \\ 2.0802986 \times 10^{-5} \\ -3.5334677 \times 10^{-8} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 1.5072248 \times 10^{-2} \\ 7.7546979 \times 10^{-3} \\ 9.9985634 \times 10^{-1} \end{bmatrix}$$

由此得 $\mathbf{I}^T(\alpha_f, \delta_f) = (1.2105402 \times 10^{-2},\ 7.8458169 \times 10^{-3},\ 9.9989595 \times 10^{-1})$ 或

$$\alpha_f = 2^h 11^m 47^s.590 \text{ 和 } \delta_f = +89°10'24''.41$$

我们将用三次内插来计算所求时间上的 f，g 和 G 值。基本点是它们在 1980 年 6 月 29 日，30 日，7 月 1 日，2 日 0^hET 的值，从 1980 AENA 315 页上查取。若以 x_1—x_4 作为基本点，则 $y(x)$ 的一般三次内插公式为

$$y(x) = \frac{(x-x_2)(x-x_3)(x-x_4)y(x_1)}{(x_1-x_2)(x_1-x_3)(x_1-x_4)} + \frac{(x-x_1)(x-x_3)(x-x_4)y(x_2)}{(x_2-x_1)(x_2-x_3)(x_2-x_4)} + \frac{(x-x_1)(x-x_2)(x-x_4)y(x_3)}{(x_3-x_1)(x_3-x_2)(x_3-x_4)} + \frac{(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3)y(x_4)}{(x_4-x_1)(x_4-x_2)(x_4-x_3)}$$

我们可以应用这个公式，以 x 作为 T（$T_1 = -24^h$，$T_2 = 0^h$，$T_3 = +24^h$，$T_4 = +48^h$，$T = 11^h.375833$）而 y 作为 f，g 或 G。这里 $y(x_i)$ 的系数为

$$-6.3411601 \times 10^{-2},\ 5.9157993 \times 10^{-1}$$
$$5.3308189 \times 10^{-1} \text{ 和 } -6.1250219 \times 10^{-2}$$

这些系数的和一定是 1，结果为

$$f = 0^s.9000,\ g = 9''.818 \text{ 以及 } G = 3^h 32^m 55^s$$

由(5.14)式，用这些值，并取 $\tau = 0$ 算得

$$\alpha = \alpha_0 + 46^s.167 + 0^s.009, \quad \delta = \delta_0 + 0''.65 - 0''.02$$

或真位置

$$\alpha = 2^h12^m33^s.766 \quad 和 \quad \delta = +89°10'25''.04$$

[总岁差计算中的 (α_f, δ_f) 是真位置计算中的初始值 (α_0, δ_0)]。这里 α 和 δ 中的一阶和二阶项分开列出。

对于总岁差的严格处理，从 1980.0＝1980 年 1 月 $1^d.1894$ ET，到 1980 年 6 月 30 日 $11^h22^m33^s$ET ＝ $182^d.4740$ ET(1980 年是闰年)以(3.1)式中的符号表示，有 $t_i = 0.8$ 和 $t_f = 0.004963$[$=(182.4740 - 1.1894)/365.2422/100$]，赤道岁差量的相应值为

$$\zeta_0 = 11''.4425, \quad z = 11''.4425, \quad \theta = 9''.9467$$

我们现在利用(3.7)式(式中 $q = 3.342524 \times 10^{-3}$)以求对于瞬时春分点和赤道的平位置

$$\alpha_0' = 2^h12^m14^s.187, \quad \delta_0' = +89°10'32''.75$$

像在(5.10a)式中一样，我们把(5.10b)式的矩阵 N 应用于这个位置。因为 $B = -\Delta\varepsilon$，我们可从 AENA 的贝塞尔日数表中得到 $\Delta\varepsilon$。另一方面，由于 $\Delta\psi$ 和 $\Delta\varepsilon$ 是直接与 AENA 的太阳表一起给出的，可从 1980 AENA26 页计算它们。应用对所求瞬间业已确定的三次内插，我们求得

$$\Delta\psi = -10''.230, \quad \Delta\varepsilon = -7''.864$$

由(3.55b)式取 $T = 0.804963$，瞬时平黄赤交角，是

$$\varepsilon = 23°26'30''.549,$$

因为瞬时真黄赤交角 $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ 是与黄经章动和交角章动一起列出的，只要有 $\Delta\psi$ 和 $\Delta\varepsilon$，我们就能进行计算，并求得

$$\varepsilon = 23°26'22''.685 - (-7''.864) = 23°26'30''.549$$

在任何情况下

N

$$= \begin{bmatrix} 1.0000000 & 4.5503157\times10^{-5} & 1.9730418\times10^{-5} \\ -4.5503909\times10^{-5} & 1.0000000 & 3.812500\times10^{-5} \\ -1.9728683\times10^{-5} & -3.8125700\times10^{-5} & 1.0000000 \end{bmatrix}$$

因此

$$\alpha = 2^h12^m33^s.764,\quad \delta = +89°10'25''.05$$

§5.3 光 行 差

在本书中光行差是指因光速有限引起的天体的位移。在天文学中，依据产生原因或计算方法的差别，光行差的全部影响分成6个不同的部分。按照狭义相对论，如果运动只是匀速直线的，就不存在把光行差确切地分解成各个分量的合理方法。不过一则由于观测情况，再则由于纯粹数值的考虑，我们必须分别处理恒星光行差、周年光行差、椭圆光行差、长期光行差和行星光行差。还有周日光行差，它与地球绕轴自转有关，椭圆光行差的计算细节已在(3.53)—(3.55)式中给出。

光行差改正公式全部从简单的严格结果导出。这就是

$$c'\mathbf{I}(\theta',\phi') = c\mathbf{I}(\theta,\phi) + \mathbf{v} \tag{5.15}$$

其中几何位置（即不受光行差影响的位置）为纬向值 ϕ，经向值 θ，而视位置(即受光行差影响的位置)为纬向值 ϕ'，经向值 θ'，都在同一惯性参考架内。在这参考架中，观测者的速度是 $\mathbf{v}^T = (\dot{x},\dot{y},\dot{z})$，真空中的光速 c 是 2.99792458×10^5 千米/秒，并令 c' 为相对于观测者的光速[1]，(5.15)式各成分的三角运算给出

1) Stumpff (1979) 给出了包含狭义相对论效应的光行差的处理结果。只是在最近随着精密射电天体测量工作的出现，$(v/c)^2\sim0''.001$ 的项才变得不可忽略。

$$\tan(\theta-\theta')=\frac{\dot{x}\sin\theta-\dot{y}\cos\theta}{\dot{x}\cos\theta+\dot{y}\sin\theta+c\cos\phi}$$

$$\begin{aligned}\tan(\phi-\phi')=&\Big[\{\dot{x}\cos\theta+\dot{y}\sin\theta+(\dot{x}\sin\theta\\&-\dot{y}\cos\theta)\tan[(\theta-\theta')/2]\}\sin\phi\\&-\dot{z}\cos\phi\Big]\Big/\Big[\{\dot{x}\cos\theta+\dot{y}\sin\theta+(\dot{x}\sin\theta\\&-\dot{y}\cos\theta)\tan[(\theta-\theta')/2]\}\cos\phi\\&+\dot{z}\sin\phi+c\Big]\end{aligned}\tag{5.16}$$

方程(5.15)或(5.16)展开至 v/c 的二阶项，并取 v 以 c 为单位，其结果为

$$\begin{aligned}\theta'-\theta=&-(\dot{x}\sin\theta-\dot{y}\cos\theta)\sec\phi\\&+(\dot{x}\sin\theta-\dot{y}\cos\theta)\\&\times(\dot{x}\cos\theta+\dot{y}\sin\theta)\sec^2\phi\\\phi'-\phi=&-(\dot{x}\sin\phi\cos\theta+\dot{y}\sin\phi\sin\theta-\dot{z}\cos\phi)\\&-\frac{1}{2}(\dot{x}\sin\theta-\dot{y}\cos\theta)^2\tan\phi\\&+(\dot{x}\sin\phi\cos\theta+\dot{y}\sin\phi\sin\theta-\dot{z}\cos\phi)\\&\times(\dot{x}\cos\phi\cos\theta+\dot{y}\cos\phi\sin\theta+\dot{z}\sin\phi)\end{aligned}\tag{5.17}$$

当 v 是相应于地球绕太阳公转的线速度时 $v/c\simeq10^{-4}$. 因此，除了非常靠近天极以外，(5.17)式是适用的.

§5.3.1 长期光行差

天文的"惯性参考架"是太阳系质心参考架. 我们知道太阳相对于太阳附近的其他恒星是运动的，同时参与银河系的较差旋转，本动方向是 $\alpha\simeq18^h$, $\delta=30°$, 速度约20千米/秒. 银心运动几乎是圆周的，并且在银道面内. 太阳的银心距大约10千秒差距，旋转周期$\simeq250\times10^6$年(切向速度$\simeq$

250 千米/秒)． 因此，银心参考架代表一种比太阳系质心参考架更好的准惯性参考架．引进这种误差产生的影响称为长期光行差．在归算恒星位置时实际上不予计算，事实上也观测不到．

§ 5.3.2 行星光行差

由于光源运动产生的相对于太阳系质心的参考架的那一部分光行差称为行星光行差，也称为光行视差和光行时改正．它的计算要求知道光源的距离和运动．当光源是一颗恒星的时候，这类信息或是一无所知，或是知之甚少．因此，对于恒星，行星光行差是忽略的．由于在狭义相对论中，谁作匀速直线运动无法确定，这种忽略不会产生任何误差．

当光源运动已知时，行星光行差将能够而且应当计算出来．这是对于太阳系天体的情况．我们能以两种不同的方法改正行星光行差：或者从观测时间回溯时间 $\Delta t = R/c$，其中 $\mathbf{R} = R\mathbf{l}(A,\Delta)$ 是天体的地心位置，或者是直接改正地心位置．设 $\mathbf{V} = \dot{\mathbf{R}} = (\dot{X},\dot{Y},\dot{Z})^T$ 是直角坐标表示的行星的地心速度矢量，它们满足如下形式的关系：

$$(A-\alpha)\cos\delta = \frac{\dot{X}\sin\alpha - \dot{Y}\cos\alpha}{c}$$

$$\Delta - \delta = (\dot{X}\cos\alpha\sin\delta + \dot{Y}\sin\alpha\sin\delta - \dot{Z}\cos\delta)/c$$

其中 $\mathbf{l}(\alpha,\delta)$ 是地心位置．

§ 5.3.3 恒星光行差

由于观测者的运动，一个天体趋向它的视位置，由此引起的那部分几何方向位移称为恒星光行差．地球上的观测者，习惯将恒星光行差分成四个分量．一部分是长期光行差，这已

讨论过．一部分是地球自转造成的微弱影响——周日光行差．参看(5.4)式并在下面讨论它．另外两个分量起源于地球绕太阳的周年公转，并改正到太阳系质心．其次要分量与地球轨道的小偏心率 [$e = 0.017$；见(3.55a)式]成正比，造成椭圆光行差，即光行差 e 项．其主要分量叫做周年光行差．从(5.16)式或(5.17)式可见，周年光行差的主要参量是光行差常数

$$\kappa = 2\pi a c \csc 1''/[Pc(1-e^2)^{1/2}]$$

光行差常数在 IAU (1976) 系统中的值对于 J2000.0 历元为 20.″49552，这里 a 是地球轨道的半长轴 (1.00000023 天文单位)，而 P 为恒星年的长度 (365.2564 天，见第六章)，P 和 e 由于行星摄动有小的长期变化，上式中的 κ 是在无摄动的日心椭圆运动中地球轨道速度与光速之比的平均值．

实际问题是把(5.16)式变换为便于计算的形式．太阳的赤道直角地心坐标 $\mathbf{R}^T = (X, Y, Z)$ 与太阳的几何真黄经 $L_\odot$，真黄赤交角 ε 及太阳的地心距 R 有关，关系式表示为 $\mathbf{R}^T = R(\cos L_\odot, \cos\varepsilon\sin L_\odot, \sin\varepsilon\sin L_\odot)$，其中取太阳黄纬确切为零的近似．因此，(5.16)式中 $\mathbf{v}$ 是 $-\dot{\mathbf{R}}/c$．由于 $\dot{L}_\odot = na^2(1-e^2)^{1/2}/R^2$ 和

$$\dot{R} = nae\sin(L_\odot - \omega_\odot)/(1-e^2)^{1/2}$$

其中 $n = 2\pi/P$ 且 $\omega_\odot$ 是太阳轨道的近地点黄经[1]．在一级近似中，赤经和赤纬的日心周年光行差可写为

$$\alpha' - \alpha = -\kappa(\sin L_\odot + e\sin\omega_\odot)\sin\alpha\sec\delta$$
$$- \kappa(\cos\varepsilon\cos L_\odot + e\cos\varepsilon\cos\omega_\odot)\cos\alpha\sec\delta$$
$$\delta' - \delta = -\kappa(\sin L_\odot + e\sin\omega_\odot)\cos\alpha\sin\delta$$

1) 这些结果和 κ 的表达式只是从解简单的二体问题导出．必要的初步理论在第八章给出．

$$- \kappa(\cos\varepsilon\cos L_{\odot} + e\cos\varepsilon\cos\omega_{\odot})$$
$$\times(\tan\varepsilon\cos\delta - \sin\alpha\sin\delta)$$

或者，如果我们略去明显正比于 e 的项，并引进 (5.3) 式所表示的恒星常数 c, d, c' 和 d'，则有

$$\begin{aligned} \alpha' - \alpha &= Cc + Dd \\ \delta' - \delta &= Cc' + Dd' \end{aligned} \qquad (5.18)$$

其中已用到良好的近似 $z = y\tan\varepsilon$。

周年光行差展开到二阶，对地月系质心和太阳系质心作归算，计算行星引起的摄动，这些已超出本书范围。读者可参阅 Woolard 和 Clemence (1966) 第六章的精详阐述。引入下式所表示的独立日数 i, h 和 H:

$$h\sin H = C,\quad h\cos H = D,\quad i = C\tan\varepsilon \qquad (5.19)$$

我们能把 (5.18) 式表示为

$$\begin{aligned} \alpha' &= \alpha + h\sin(\alpha + H)\sec\delta \\ \delta' &= \delta + i\cos\delta + h\cos(\alpha + H)\sin\delta \end{aligned} \qquad (5.20)$$

而包含全部二阶项的算式由下式给出：

$$\alpha' = \alpha + h\sin(\alpha + H)\sec\delta + \frac{h^2}{2}\sin[2(\alpha + H)]\sec^2\delta$$

$$\delta' = \delta + i\cos\delta + h\cos(\alpha + H)\sin\delta - \frac{i^2}{2}\sin 2\delta$$

$$+ \left(\frac{h}{2}\right)^2\{\cos[2(\alpha + H)][\tan\delta + \sin 2\delta]$$

$$- \tan\delta + \sin 2\delta\} + ih\cos(\alpha + H)\cos 2\delta \qquad (5.21)$$

当应用 (5.18)—(5.21) 式中任何一式，同时使用（列出在 AENA 中的）C 和 D 或 h, H 和 i 的时候，自然地包含了地球实际的绕太阳系质心的受摄运动。然而由于纯属计算上的考虑，AENA 中的光行差日数 C 和 D（因而还有 h, H 和

i) 是对于最近的贝塞尔太阳年年首的平赤道和平春分点计算的。

由于在非常接近天极的时候，(5.18)，(5.20) 或 (5.21)式总是误差急剧变大。 如果我们遵循 Woolard 和 Clemence (1966) 的方法，并引进辅助量 k 和 K

$$k\sin K = i$$

$$k\cos K = h\cos\left(\alpha + H - \frac{\alpha - \alpha'}{2}\right)\sec\left(\frac{\alpha - \alpha'}{2}\right) \tag{5.22}$$

(5.16) 式中的严格关系能简单地用光行差日数写出，结果是

$$\tan(\alpha - \alpha') = \frac{C\cos\alpha + D\sin\alpha}{D\cos\alpha - C\sin\alpha - \cos\delta}$$

$$= \frac{h\sin(\alpha + H)}{h\cos(\alpha + H) - \cos\delta} \tag{5.23}$$

$$\tan(\delta - \delta') = \frac{k\sin(\delta + K)}{k\cos(\delta + K) - 1}$$

例 5.4 研究 1981.0 北极星位置的周年光行差的一阶近似，二阶近似和严格值之间的差别。

由于 1980.0 = 1980年1月 $1^{\text{d}}.1894$ ET = 1980年$1^{\text{d}}04^{\text{h}}32^{\text{m}}.7$ ET，我们必须把 i，h 和 H 内插到这个时刻。 利用线性内插和 1980 年 AENA 309 页上的值，得到所求瞬间的下列值.

$$i = -1''.401,\quad h = 20''.434,\quad H = 23^{\text{h}}23^{\text{m}}37^{\text{s}}$$

这样从 (5.21) 式以及例 5.3 中的 α_0 和 δ_0 得

$$\alpha' = \alpha_0 + 38^{\text{s}}.188 + 0^{\text{s}}.240$$

$$\delta' = \delta_0 + 18''.67 - 0''.01$$

也就是视位置(即受周年光行差影响的)为

$$\alpha' = 2^{\text{h}}12^{\text{m}}26^{\text{s}}.018$$

$$\delta' = +89°10'43''.07$$

这里一阶项和二阶项已分开列出。

若应用 (5.23) 式，我们求得 $\alpha' - \alpha_0 = 38^s.427$（试与二阶近似式的结果 $38^s.428$ 相比较），由此得 $k = 18''.730$ 和 $K = 23^h42^m50^s$。用此如上所述 $\delta' - \delta_0 = 18''.66$。在大圆上赤经差为 $0''.0002$。

周日光行差　　要从 (5.17) 式推导 (5.4) 式，我们只要取 **v** 等于地球上观测者的线速度（用 c 除之），并且仅仅保留一阶项。量值是 $2\pi\rho\cos\phi'/P$，其中 ρ 是观测者的地心距，ϕ' 是其的地心纬度，P 是地球自转的恒星周期 $23^h56^m04^s.09054$（参看第六章）。如果以地球赤道半径 a 为 ρ 的单位，那么周日光行差常数为

$$(2\pi a/Pc)\sin 1'' = 0''.32000 = 0^s.021333$$

由于 **v** 正交于天子午面，并且方向向东，此式可以直接应用于 (5.4) 式。

§ 5.4　大 气 折 射

当光线通过具有不同折射率的两种介质的界面时，光线轨迹就会弯曲。弯曲的程度服从斯涅耳折射定律。当介质是连续的，径向对称且在整个球面上为均匀时，斯涅耳定律具有如下形式：

$$rn\sin\eta = 常数$$

其中 η 是光迹和径向矢量 **r**（它的模是 r）之间的夹角。大气的折射率接近于 1，而大气高度（$\simeq 40$ 英里*）与地球赤道半径相比是小的。对大气求精确结果的积分，然后对 $n-1$ 和大气

---

* 1 英里 = 1609.344 米。——译者注

高度 h（以地球赤道半径为单位计量），展开这个结果至三阶项，我们求得对于天顶距和方位角的改正为

$$\Delta z = (n_0 - 1)(1 - h)\tan z - (n_0 - 1)(h - (n_0 - 1)/2)\tan^3 z$$

$$\Delta A = 0$$

严格地说，正常大气折射不影响方位角。由于 $\Delta z > 0$，大气折射使天体趋向天顶。在 Δz 中不存在二次项，这称为奥里亚尼（Oriani）-拉普拉斯定理，折射率的下标 0 表示是对于干燥空气，并在某一标准温度和压力下的值。

不存在对于所有天顶距都适用的理论（见 Garfinkel，1944），并且也没有一种理论适用于对上述平均折射有偏差的反常大气折射。除了对于这个 Δz 的公式的偏离以外，有时会发生侧向折射，这将影响方位角，由于理论很不完善，计算 Δz 并不应用 n_0 和 h 的测量值，而用经验值更为可靠。估计大气折射，并改正它的影响可能是一种主要的阻碍地面观测迅速改善的因素。

令 z 是几何天顶距（即不受大气折射影响的天顶距），z' 是视天顶距（即受大气折射影响的天顶距）。我们采用（5.7）式下面的数值。（5.7）式是从上述 Δz 和 A 的表达式导出的，并是（2.6）式的较差形式。

折射有另一种有关效应，能在精确工作中，引进系统误差。虽然上面并未指出，折射率与波长有关。因此在大气视宁度良好的情况下，我们接收到的一颗恒星的光点，实际上是一条末端为蓝色的垂直光谱。按照 Humphreys（1940）的说法，如果光源的天顶距从 30° 变化到 75°，星象的角弥散从 0.″35 增加到 2.″24。Δz 随 z 变化，作为 UBVRI 测光系统有效波长的函数（见第九章）在图 11 中表示。

§ 5.4.1 视差折射

计算大气折射，利用了一个隐含的假定，即到天体的距离是无限的。当不是这种情况时，主要是对人造卫星，有时也对月亮，必须改正 R 值。如果实际的折射改正写成 $R+r$，则取最低的阶次有

$$r=-(421''/D)\sec z'\tan z'$$

其中 D 是站心距离，以千米为单位，符号同 (5.7) 式。

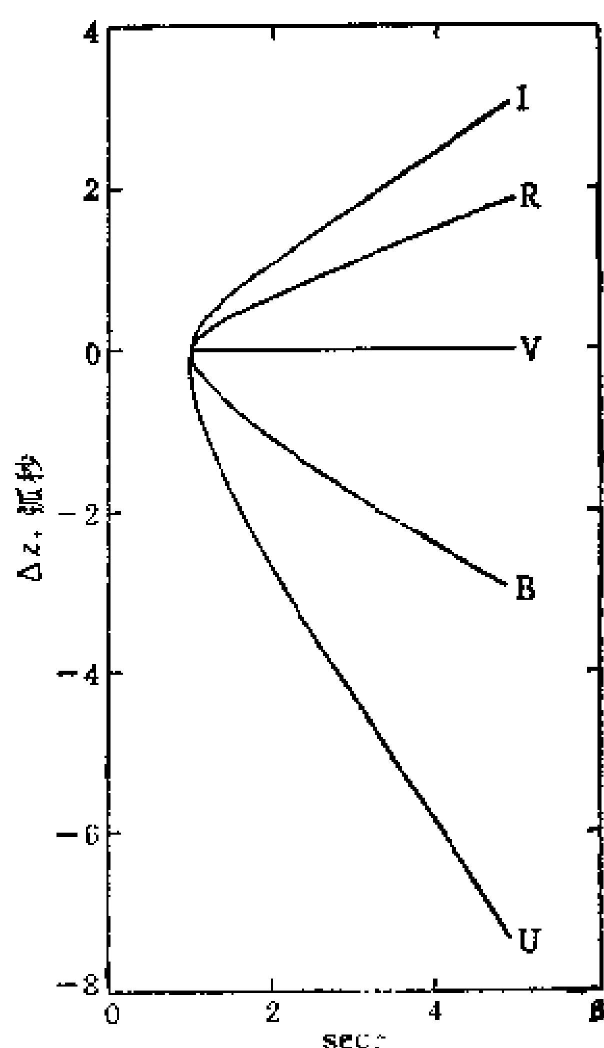


图 11 大气折射随波长和天顶距的变化

§ 5.5 视位置的一阶归算

若忽略周年视差，(5.11)式和(5.18)式之和给出从平位置到视位置的一阶归算

$$\alpha=\alpha_0+Aa+Bb+Cc+Dd+E+\tau\mu$$

$$\delta=\delta_0+Aa'+Bb'+Cc'+Dd'+\tau\mu' \qquad (5.24)$$

与上式等价的是(5.13)式和 (5.20) 式之和

$$\alpha=\alpha_0+f+g\sin(\alpha_0+G)\tan\delta_0$$

$$+ h\sin(\alpha_0 + H)\sec\delta_0 + \tau\mu \qquad (5.25)$$

$$\delta = \delta_0 + i\cos\delta_0 + g\cos(\alpha_0 + G)$$

$$+ h\cos(\alpha_0 + H)\sin\delta_0 + \tau\mu'$$

在此阶近似上，对于自行，总岁差，章动和周年光行差的个别改正是独立的。因而 (5.24) 式和 (5.25) 式是可逆的。即

$$\alpha_0 = \alpha - f - g\sin(\alpha + G)\tan\delta$$

$$- h\sin(\alpha + H)\sec\delta - \tau\mu$$

$$\delta_0 = \delta - i\cos\delta - g\cos(\alpha + G)$$

$$- h\cos(\alpha + H)\sin\delta - \tau\mu'$$

(5.24) 式也有类似的式子，其中用视位置而不是用平位置计算恒星常数. 对于 $|\delta_0| < 60°$，当用 (5.24) 式或 (5.25) 式时，$|(\alpha - \alpha_0)\cos\delta_0|$ 或 $|\delta - \delta_0|$ 中的最大误差 $< 0''.02$。 当 $|\delta_0|$ 上升到 80° 时，误差的界限也要再提高 $0''.02$。

§ 5.5.1 视位置的二阶归算

倘若简单地把总岁差和章动的二阶公式 (5.14) 式加到周年光行差的二阶公式 (5.21) 式上去，不能得到从平位置归算到视位置的完整的二阶公式。理由是我们必须说明究竟周年光行差应用于平位置还是真位置。二阶项的相互作用在一种情况下与在另一种情况下是不同的，C 和 D 的数值计算也会受影响。既然没有理论根据选定一种方法，否定另一种方法，那么最后结果的计算精度就用来决定问题本身，根据这一点 Porter 和 Sadler (1953) 发现，首先应用光行差改正是最好的。

周年光行差首先应用时的结果 (忽略附加的周年视差或轨道运动改正) 为

$$\alpha = \alpha_0 + f + g\sin(\alpha_0 + G)\tan\delta_0 + h\sin(\alpha_0 + H)\sec\delta_0$$

$$+\frac{g^2}{2}\{\cos\alpha_0\sin(\alpha_0+2G)+\sin[2(\alpha_0+G)]\tan^2\delta_0\}$$

$$+\frac{fg}{2}[2\cos(\alpha_0+G)-\cos\alpha_0\cos G]\tan\delta_0$$

$$+\frac{h^2}{2}\sin[2(\alpha_0+H)]\sec^2\delta_0$$

$$+gh\sin(2\alpha_0+G+H)\sec\delta_0\tan\delta_0+ig\sin(\alpha_0+G)$$

$$\delta=\delta_0+i\cos\delta_0+g\cos(\alpha_0+G)+h\cos(\alpha_0+H)\sin\delta_0$$

$$+\frac{h^2}{2}[\cos^2(\alpha_0+H)\sin 2\delta_0-\sin^2(\alpha_0+H)\tan\delta_0]$$

$$+\frac{fg}{2}[\sin\alpha_0\cos G-2\sin(\alpha_0+G)]$$

$$-\frac{g^2}{2}\sin^2(\alpha_0+G)\tan\delta_0-\frac{i^2}{2}\sin 2\delta_0$$

$$+ih\cos(\alpha_0+H)\cos 2\delta_0$$

$$-gh\sin(\alpha_0+H)\sin(\alpha_0+G)\sec\delta_0$$

Woolard 和 Clemence (1966) 的书中给出了当周年光行差应用于真位置以及这些表达式用贝塞尔日数表示时的二阶日数结果。

天体接近于天极时，$\sec\delta_0=\pm\tan\delta_0$，式中±号取决于 δ_0 的符号 ($\sec80°=5.76$，$\tan80°=5.67$；$\sec85°=11.5$，$\tan85°=11.4$)。如果我们利用这种置换，α 中的主要二阶项共用 $\tan^2\delta_0$ 作为一个公共因子，而 δ 中共用 $\tan\delta_0$ 作为公用因子，以下定义二阶日数 J 和 J'：

$$J=[g\sin(\alpha_0+G)\pm h\sin(\alpha_0+H)]$$
$$\times[g\cos(\alpha_0+G)\pm h\cos(\alpha_0+H)] \qquad (5.26)$$
$$J'=-[g\sin(\alpha_0+G)\pm h\sin(\alpha_0+H)]^2/2$$

式中±号是对于 $\delta_0 > 0$ 和 $\delta_0 < 0$ 而言，与 (5.1) 式类似我们求得

$$\alpha = \alpha_0 + \tau\mu + f + g\sin(\alpha_0 + G)\tan\delta_0 + h\sin(\alpha_0 + H)\sec\delta_0 + J\tan^2\delta_0 \tag{5.27}$$
$$\delta = \delta_0 + \tau\mu' + g\cos(\alpha_0 + G) + h\cos(\alpha_0 + H)\sin\delta_0 + i\cos\delta_0 + J'\tan\delta_0$$

例 5.5 应用 (5.27) 式，计算 α Ori 在 1980 年 2 月 5 日历书时 $21^h21^m21^s.21$ 的视位置．假定 $\pi = 0$ 并从下列1950.0资料起算

$$\alpha = 5^h52^m27^s.809 \qquad \mu = 0^s.173/\text{世纪}$$
$$\delta = +7°23'57''.92 \qquad \mu' = 0''.97/\text{世纪}$$

对于 1980.0 计算平位置，利用一种混合的严格幂级数方法．1980.0 位置从 (3.42) 式得到，而 1980.0角速度由(3.39)－(3.41) 式计算．这里 (3.42) 式中 $t_i = 0.5$，$t_f = 0.3$，(3.39) 式中，$t = 0.3$，$T = 0.5$．赤道岁差量和 $P(t_i, t_f)$ 是在例 5.3 中计算的：

$$\mathbf{l}(\alpha_i, \delta_i) + \frac{t\dot{r}(t_i)}{r_i} = \begin{bmatrix} 3.2604535 \times 10^{-2} \\ 9.9113632 \times 10^{-1} \\ 1.2878560 \times 10^{-1} \end{bmatrix} + 0.3\begin{bmatrix} -1.2489314 \times 10^{-5} \\ -1.9511677 \times 10^{-7} \\ 4.6635309 \times 10^{-6} \end{bmatrix}$$

或 $[P^{-1}\mathbf{l}(\alpha_f, \delta_f)]^T = (3.2600788 \times 10^{-2}, 9.9113627 \times 10^{-1}, 1.2878700 \times 10^{-1})$ 则 $\mathbf{l}^T(\alpha_f, \delta_f) = (2.5578572 \times 10^{-2}, 9.9133133 \times 10^{-1}, 1.2887179 \times 10^{-1})$，因此

$$\alpha_f = 5^h54^m05^s.272 \text{ 和 } \delta_f = +7°24'15''.85$$

对于自行的计算，我们需要 1950.0 的 m 和 n 等量，在例 3.13 中有这些量，由此算得

$$p = 4870''.050/\text{世纪} \qquad p' = 65''.897/\text{世纪}$$

$$\dot{\mu} = 0''.010/(\text{世纪})^2 \qquad \dot{\mu}' = -0''.025/(\text{世纪})^2$$

$$\ddot{\mu} = -0''.000/(\text{世纪})^3 \qquad \ddot{\mu}' = -0''.000/(\text{世纪})^3$$

因而

$$\mu_f = 0^s.173/\text{世纪} \text{ 和 } \mu_f' = 0''.96/\text{世纪}$$

如果我们在 2 月 5 日 0^hET 到 2 月 6 日 0^h ET 之间，对列于 1980 AENA309 页上的有关值作线性内插，则能算得

$$f = -0^s.1575 \qquad g = 7''.995$$

$$G = 6^h29^m19^s \qquad i = -5''.882$$

$$h = 19''.619 \qquad H = 21^h05^m01^s$$

其余的量我们需要的是 J 和 J'(从 (5.26) 式和上述独立日数求得为 0''.0004 和 −0''.0004) 以及从 1980.0 起算的年的小数 τ (=0.0977 年)。把所有这些量代入 (5 27) 式，我们得到

$$\alpha = 5^h54^m06^s.037 \quad \delta = +7°24'03''.86$$

§ 5.6 矩 阵 归 算

有些读者可能更喜欢用矩阵把平位置归算到视位置。按照 Scott 和 Hughes (1964)，我们可以利用下式完成归算：

$$\mathbf{I}(\alpha,\delta) = R_3(-f)R_2(A)R_1(B)$$

$$\times [\mathbf{I}(\alpha_0,\delta_0)+\mathbf{a}] + \frac{\pi}{\kappa}\mathbf{p}$$

其中

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} -D \\ C \\ C\tan\varepsilon_0 \end{bmatrix} \qquad \mathbf{p} = \begin{bmatrix} -C\sec\varepsilon_0 \\ -D\cos\varepsilon_0 \\ -D\sin\varepsilon_0 \end{bmatrix}$$

§5.6.1 短周期章动

由于 A, B 和 E 包含章动的所有影响(假定用以计算章动的理论是正确的),读者通常不要求章动短周期项。看来在查检基本星视位置表时用得最多,该表列出每十天的 FK4 恒星星位,短周期章动项未包含在内。用 $d\psi$ 和 $d\varepsilon$ 表示黄经和交角上的短周期章动项之和,在这种星位上加上

$$\Delta\alpha = f' + g'\sin(\alpha + G')\tan\delta$$

$$\Delta\delta = g'\cos(\alpha + G')$$

其中

$$g'\sin G' = -d\varepsilon \quad g'\cos G' = d\psi\sin\varepsilon \quad f' = d\psi\cos\varepsilon$$

计算真黄赤交角 ε,而 $\Delta\alpha$,$\Delta\delta$ 是从表列值得到的。一种等价的表达式为

$$\Delta\alpha = (\cos\varepsilon + \sin\alpha\tan\delta\sin\varepsilon)d\psi - (\cos\alpha\tan\delta)d\varepsilon$$

$$\Delta\delta = (\cos\alpha\sin\varepsilon)d\psi + (\sin\alpha)d\varepsilon$$

量 $d\varepsilon$,$d\psi$,f',g' 和 G' 在 AENA 中每隔一天列出。

§5.6.2 历史和现状

一位读者特别当他或她已经精读了第六章以后将会看到情况并非总是这样,这是不足为奇的。主要变化发生在 1960 年。在 1960 年以前,τ 允许达到 1,而 A 定义为 $\tau + \Delta\psi/\psi'$ 而不是 $n(\tau + \Delta\psi/\psi')$,同时改变的量有 a,a',f 和 $g\cos G$ (即 1960 年以前值 $= n \times$ 1960 以后的值)。此外,1960 年以前的 A, B 值不包含短周期章动项,并且计算到 0.″01 而不是 0.″001。C, D 的值不包含月亮和行星对地球轨道的摄动,是日心的而不是太阳系质心的,κ 不是精确到二阶项,而它们的精度是 0.″01。最后在 1960 年以前二阶归算是被忽略的。

还存在短周期贝塞尔日数 A'，B'，它们分别等于 $d\psi/\psi'$ 和 $-d\varepsilon$，它们不再列出，更重要的是从 AENA 的 1981 年版起也不再列出独立日数 f,g,G,i,h 和 H。最后，存在一种用严格方法而不是借助于级数展开，计算视位置的趋势，读者已经面临这一局面。

一种新的章动理论也在 1979 年 IAU 大会上通过，它与旧理论的不同在于具有 $<0''.1$ 振幅的周月准周期变化。

第六章 时 间

时间可能是天文学上最使人困惑的领域。由于存在多种时间系统，一种时间系统中，又有多种时间类型，加上术语不断改变，使得对时间的理解并非轻而易举。如果我们要利用1972年以前取得的资料(当时引入了国际原子时)，情况变得更加复杂。

天文学上应用四种不同的时间系统：恒星时、世界时(或太阳时)、历书时和原子时。每一种时间系统，有一个基本历元和一个基本的间隔度量体系。都采用“日”，每日包含等长的24小时，每小时包含等长的60分钟，每分钟包含等长的60秒，亦即 $1^d = 24^h = 1440^m = 86400^s$。(分至时的)小时是否等长，这是需要说明的，因为以前曾经用过把一天白昼和黑夜各自分成12个等长部分的时间系统(季节小时)。每个时间系统也应用六十进制弧计量，按照 $1^h = 15°$ 来表示时间。当然以恒星计量的15°不等于以太阳计量的15°。最近，每个时间系统都采用儒略世纪这一概念。儒略世纪是确切地取36525天的单位。它并不表示等于某个时间系统中的36525天的时间间隔，仅仅指那些大数的一种量值。

§6.1 恒 星 时

恒星时是从地球相对于恒星自转导出的时间系统。若不计地球自转速率中的快速起伏和极移的微小影响，地方恒星

时是春分点时角．地方视恒星时是瞬时真春分点时角．地方平恒星时是瞬时平春分点时角．格林尼治地理子午圈上（即在 $\lambda=0$ 之处）的恒星时称为格林尼治恒星时（视的或真的均适用）．视或平地方恒星时与相应的格林尼治恒星时之间的关系可简单地表示为

$$\text{地方恒星时}=\text{格林尼治恒星时}-\lambda \tag{6.1}$$

其中 λ 是观测者的经度，向西计量为正*．视恒星时和平恒星时之间的差值（方向为视减平）称为二分差．它的量小于 1 秒．在 AENA 中一年的每一天都列出其值．在 1960 年以前，视和平恒星时之间的差值称为赤经章动．

一个平恒星日（86400 平恒星秒）是瞬时平春分点相对于某一固定子午圈连续两次上中天之间的时间间隔．中天瞬间称为恒星中午．类似地由瞬时春分点的中天来定义视恒星日．从它的定义知一个平恒星日比地球自转恒星周期（$P_\oplus$）所短的值是每天的赤经岁差 $0^s.008412+5^s.1\times10^{-6}T_E$．即

$$(1\text{平恒星日})/P_\oplus=0.999999902907-5.9\times10^{-11}T_E$$
$$=(1.000000097093+5.9\times10^{-11}T_E)^{-1}$$

其中 T_E 是从历书时 1900 年 1 月 0 日 12^h（即 1 月 $0^d.5$，1900 ET）起以儒略世纪为单位的时间间隔．历书时在下面讨论．恒星时的基本历元是 1900 年 1 月 0 日 12^h（1 月 $0^d.5$，1900）的瞬间，其中小时是以平恒星时单位计量．

§6.2 世 界 时

世界时是根据地球相对于太阳自转导出的时间系统．注

---

* 从 1984 年起国际上已规定向东计量为正，(6.1) 式及以后各有关式子的 λ 符号应作相应的改变．——译者注

意到地球在自转的同时还在它的周年轨道上绕太阳公转，就会明白这与相对于恒星的自转不同.结果是一个回归年(即太阳连续两次经过春分点的时间间隔）包含的视恒星日要比视太阳日多一日(即 366.2422 与 365.2422). 如以前定义的，平太阳日是依据假平太阳时角，在这种意义上的平太阳时不再存在. 它已由世界时概念所代替. 由于世界时非常接近于现在已停用的平太阳时，仍保留平太阳日和平太阳秒作为计量世界时的术语.

地方视太阳时是 12^h 加太阳时角(即实际的太阳圆面中心的时角)，这是唯一的视太阳时定义，就是以日晷保持的时间，已不再在天文学中应用(1965 年以后). 地方平太阳时曾定义为 12^h 加假平太阳时角. 在天球上定义一点，它在天赤道上的平均运动与真太阳作周年视运动时从黄道向赤道的投影极其接近，在描述这一点位置的公式中，它被称为假平太阳. 假平太阳[1]的位置由下列公式给定

$$
\begin{aligned}
\delta_{FMS} &= 0 \\
\alpha_{FMS} &= 18^h38^m45^s.836 + 8640184^s.542 T_U \\
&\quad + 0^s.0929 T_U^2
\end{aligned}
\tag{6.2}
$$

其中 T_U 是以儒略世纪，即从世界时 1900 年 1 月 0 日 12^h(1 月 $0^d.5$，1900UT）起 36525 平太阳日为单位计量的时间间隔. 世界时在下面讨论. 与恒星时完全一样，格林尼治太阳时[2]和地方太阳时之间的关系由下式给出(参看 6.1 式):

---

1) 参照于瞬时平春分点，并包含周年光行差改正的太阳黄经与 α_{FMS} 之差(方向为 $L_\odot - \alpha_{FMS}$) 为 $-0.305 T_U^2$.

2) 这里所定义的格林尼治平太阳时是 1925 年以后定义的. 早先格林尼治平太阳定义为假平太阳(在 $\lambda = \theta$ 处)的时角，而不是 12^h 加假平太阳时角. 有时旧的(1925 年以前的)格林尼治平太阳时也称为格林尼治平天文时. 格林尼治平太阳时(常缩写为 GMT) 定义中有 0.5 日的间断，但都不改

$$地方太阳时=格林尼治太阳时-\lambda \tag{6.3}$$

其中 λ 是观测者的西经。

视太阳时与平太阳时之差(通常为视减平)称为时差。它的量$<16^m$，这个概念在天文学中不再应用，仍然制成表为导航员和测量员所使用。有时给出的是平(时)减视(时)的差。

如上所述随着人们认识到地球自转速率并不均匀，平太阳时的概念已被放弃。引入了世界时以代替它。恒星时和太阳时两者都取决于地球自转速率。当世界时提出之际，就用它与恒星时之间的一个严格的数值关系作为它的定义。如下定义的世界时非常接近于格林尼治平太阳时的概念，

0^hUT 瞬间相应于格林尼治平恒星时为 $12^h+\alpha_{FMS}$，即

$$6^h38^m45^s.836+8640184^s.542T_U+0^s.0929T_U^2 \tag{6.4}$$

的瞬间。在 AENA 中每天都列出这个量。在任何其他瞬间，世界时定义为 12^h 加上假平太阳在格林尼治的时角(α_{FMS} 相对于瞬时平春分点计量)。换句话说

$$UT+12^h=格林尼治平恒星时-\alpha_{FMS} \tag{6.5}$$

地方平太阳时现在能定义为(参看 6.1 式)

$$地方平太阳时=世界时-\lambda \tag{6.6}$$

其中 λ 是观测者的西经。

一个平太阳日(即 86400 平太阳秒)用以表示由(α_{FMS}, δ_{FMS})代表的点相对于固定子午圈(改正了极移和天文垂线变化；参看下文)连续两次上中天的时间间隔。现在从公式可见，在一个平太阳日中的平恒星时间间隔是

名称，这常常引起混淆。类似地，在 1925 年以前，格林尼治视太阳时定义为太阳(在 $\lambda=0$)的时角，而不是(如 1925 年后)定义为 12^h 加时角。因此要注意 1924 年 AENA 中的 12 月 31.5 日就是 1925 年 AENA 中的 1 月 1.0 日。缩写词 GMT 应只用于和标准子午线 $\lambda=0$ 的民用时有关的场合(就是只用于英国)。

$$24^h + (1/36525)\, d\alpha_{FMS}/dT_U.$$

因此，一个平太阳日和一个平恒星日的比是

$$\begin{aligned}\frac{\text{一个平太阳日}}{\text{一个平恒星日}} &= \frac{24^h + (1/36525)(d\alpha_{FMS}/dT_U)}{24^h} \\ &= \frac{86636^s.5553605 + 5^s.087 \times 10^{-6} T_U}{86400^s} \\ &= 1.002737909265 + 5.89 \times 10^{-11} T_U \\ &= (0.997269566414 - 5.86 \\ &\quad \times 10^{-11} T_U)^{-1} \end{aligned} \tag{6.7}$$

也就是说，除去可忽略的长期项，有

1 平恒星日 $= 23^h56^m04^s.09054$ （平太阳时单位）

1 平太阳日 $= 24^h03^m56^s.55536$（平恒星时单位）

多出的 $3^m56^s.55536$/日称为春分点加速或恒星加速。地球的自转恒星周期 $P_\oplus$ 和平太阳日之间的关系为

1 平太阳日 $= 1.002737811906 P_\oplus$

$P_\oplus = 23^h56^m4^s.098904$（平太阳时单位）

$\frac{2\pi}{P_\oplus} = 15''.04106718$/平太阳秒

例 6.1 计算例 4.1 中天文台在 1979 年 7 月 8 日 $10^h01^m09^s.800$UT 的平恒星时。

这个问题可用各种等价的方法去解决。较合理的步骤是首先按 6.4 式计算相应于 1979 年 1 月 1.0 日 0^hUT 的恒星时，改正 188 日 (7 月 8 日是 1979 年的第 189 天)的春分点加速，将 $10^h01^m9^s.8$ 的平太阳时时间间隔换算成恒星时，然后修正经度。

首先，我们要求 $T_U = (0.5 + 79 \times 365 + 19)/36525$，它包含基本历元 12^h (即 0.5 日) 加上 79 年×365 日再加上在此期间产生的 19 个闰日 (1900 年不是闰年，而 [79/4] =

19)。由此求得 1979 年 1 月 1 日 0^hUT 的平太阳时为

$$6^h38^m45^s.836 + 6825686^s.6493 + 0^s.0580$$
$$= 6^h38^m45^s.836 + 79^d0^h01^m26^s.707$$
$$= 6^h40^m12^s.543$$

春分点加速 $3^m56^s.55536$/日是等价于 $6^s.5709822 \times 10^{-2}$/日也就是说在 188 天中净增 $12^h21^m12^s.408$，这样，1979 年 7 月 8 日 0^hUT 的平恒星时是这两项的总和，即 $19^h01^m24^s.951$（在 AENA 中为 $24^s.952$）。平太阳时 $10^h01^m09^s.800$ 的间隔相应于 1.0027379093 倍于这个值的恒星时的间隔，即 $10^h02^m48^s.556$。所以在 $\lambda = 0$ 处，在 1979 年 7 月 8 日 $10^h01^m09^s.800UT$ 的平恒星时是 $29^h04^m13^s.507$。

最后，天文台的西经是 $106°39'33.''78583 = 7^h06^m38^s.852$，则地方平恒星时是 $\tau = 21^h57^m35^s.255$，即为在例 4.4 中所用的时间。

地球上任一特定地点的恒星时（因而还有世界时）是下列各项之和：（1）某一历元的计量值，（2）地球自转的真角速度相对于一种均匀时标从初始历元到当前瞬间的积分，（3）赤经总岁差，（4）二分差，（5）极移（最大～$0^s.035$）以及（6）天文垂线变化。因此，由恒星中天决定的恒星时（由于地方恒星时等于任何恒星在子午圈上的赤经）是不均匀的，并且与观测者的地理位置有关。从这个时间通过（6.7）式的一定的数值关系导出的世界时称为 UT0。UT0 在改正了极移后称为 UT1。这是隐含在（6.4）式定义中的时间。在实时作业中，以及在民用时间服务中经过短暂延迟后，UT1 都能以良好的精度来应用。UT1 被应用诸如一个天体的时角以及地心位置的计算。UT1 在改正了地球自转速率的季节性变化（最大～$0^s.035$）后称为 UT2。这些变化据推测起因于地球表面和

大气内空气和水的重新分布．UT2 是几乎均匀的时间尺度．

UT1 改正到 UT2 由四项傅里叶级数给出，它适合于外推．UT0 不是直接可供应用的，而且 UT0 和 UT2 都没有一般的用途．与之不同的民用时间服务提供了另一种世界时 UTC（协调世界时），在美国这种时间由 WWV 广播．UTC 是一种类似于 UT2 的均匀时，要求其常能满足 $|UT1-UTC|<1^s$．改正 $\Delta UT1=UT1-UTC$ 是按照实测值确定的．自 1965 年以来的所有改正均已求出．

例 6.2 让我们计算从 UTC 得到的平恒星时的误差．令 ΔUT1 为 δT．

根据例 6.1 中的计算，我们看到在所取的那天的 0^hUT，平恒星时中没有误差．唯一能引起误差的是在换算 UT 的时间间隔之中，例如把例 6.1 中的 $10^h01^m09^s.800$ 换算为相应的恒星时间隔．有 $1.00278\delta T$．由于 δT 为 1/10 秒量级，它就相当于误差的大小[在 1979 年 AENA（第 vii 页）上，1977 年 10月 1 日的 ΔUT1 估计为$-0^s.2$，而 1980 年 AENA 列出的值为$-0^s.06$]．当由这一恒星时求时角时，在 $\sin h$ 或 $\cos h$ 中引起的误差$<7.3\times10^{-5}\delta T$，$\delta T$ 以时秒为单位．

实际上，自 1972 年以来，UTC 的根据是国际原子时（TAI，参看下面），而不是 UT2．作出这种改变的时候没有改变术语．1972 年以后，UTC 按 TAI 的速率运行而且在 1972 年 1 月 1 日 TAI 和 UTC 之间的差正好是 10^s．为了保持 UTC 接近 UT1，在 UTC 中所加的阶跃将在 1 月 1 日或 7 月 1 日，按正好 1^s 的长度插入，而不在其它瞬间进行*．

* 事实上在本书出版前等 1975 年 1 月 1 日起已作修改，规定 4 月 1 日和10 月 1 日也可作为置闰秒的后补选用日期，而且若有必要每个月的月初第一秒都可实施闰秒．——校者注

§6.2.1 世界时的变化

我们已知道，世界时的定义取决于两个不相连的项，一个是 α_{FMS} 的公式，另一个是春分点的位置。这样，世界时的定义也与春分点的位置有关。春分点的位置取决于基本星的赤经。因此，世界时的精度是所能达到的观测精度的函数。后面(第九章)将要谈到基本星的位置刊布在星表中，而这些星表的最佳综合在运算上定义了赤道坐标系。目前的星表是星表系列中的第四本，称为 FK4。下一本 FK5 星表将在 80 年代问世*。现在已经知道 FK4 春分点在位置和运动两方面都是不正确的 (在 1950.0 的位置和自行上的偏差分别为 0ˢ.040±0ˢ.005 和 0ˢ.086/世纪±0ˢ.005/世纪)。这个影响是把老的观测与新的观测加以比较以及分析月掩星的时间记录发现的。子午环的观测，对于产生春分点改正起特别重要的作用。仪器的缺陷和观测者心理效应的综合结果，引起亮星相对于暗星的位置产生系统差。尤其是当观测者记录亮星过子午圈时往往会比记录暗星早。这种误差能达到 0ˢ.1[1]。

春分点改正的影响是双重的。首先是改变恒星赤经 ~0ˢ.040(在 1950.0)，其次改变赤经自行~0ˢ.086/世纪 (在 1950.0)。在 1979 年蒙特利尔 IAU 大会上，考虑到这些情况，讨论了世界时所受的影响。由于希望在引入春分点改正时，既不改变世界时(实际上是 UT1) 的数值，也不改变世界时的

---

* 按原计划 FK5 星表将于 1984 年与 IAU 新天文常数系统开始使用的同时出版，后被推迟。——校者注

1) 在最近一百年期间 (Auwers 于 1879 年首次发表了现代德国基本星表系列中的第一本，称为 FC 星表；1910 年由 Peters 修订发表的即为 NFK；NFK 的再版本即为 FK 3)基本星表中的恒星数目增加了，这导致了基本星表中恒星的平均星等增加(即平均更暗)。这是问题的起因。

速率，提出了如下的建议，由下式定义 UT1 0^h 的格林尼治平恒星时以替代(6.4)式

$$6^h38^m45^s.832 + 8640184^s.628T_U + 0^s.0929T_U^2$$

其中 T_U 是以 36525 平太阳日的儒略世纪计量的，自 1900 年 1 月 0 日 12^hUT1 (=1900年 1 月 0.5 日 UT1=JD2415020；见后面对儒略日的定义)，这个表达式中和(6.4)式中的常数和速率之间的差值，显然取决于春分点改正及其从 1900 年 1 月 0.5 日 UT1 起算的变率。但是由于这还没有最后确定(将在 1984 年确定)，UT1 的新的表达式也还没有最后确定*. 同时，由于现在越来越广泛地应用 2000 年取代 1900 年作为基本历元，我们也给出如下的相对于 2000 年的表达式：

$$6^h41^m50^s.5529 + 8640184^s.8138T_U' + 0^s.0929(T_U')^2$$

其中 T_U' 是从 2000 年 1 月 1 日 12^hUT1(=JD 2451545)起，以 36525 平太阳日的儒略世纪计量。这两个公式是严格等价的。

§6.3 历书时

地球自转速率的不规则性使得恒星时(或世界时)不适合于观测和理论的比较。原因很明显，牛顿的运动定律和万有引力理论在数学上是用微分方程表示的，其中均匀的时间是独立变量。因此，为了决定理论的精确性，太阳、月亮和行星的观测时间必须以均匀的时标给出。为了满足这种需要而建立了历书时 (ET)。因为月亮在太阳系中的任何自然天体中有最

---

* 1984 年起已采用如下 UT1 的新定义：

$$6^h41^m50^s.54841 + 8640184^s.812866T_U' + 0^s.093104(T_U')^2 - 6^s.2 \times 10^{-6}(T_U')^3.$$ ——译者注

大的地心运动，实际上它是最精确的，并且很快就被用于观测，而不用太阳或行星。我们说"历书时是太阳系天体运动方程中的独立变量"，其含意与利用一定的分析表达式或数值表达式把月亮的位置作为历书时的函数是不同的。随着近似计算技术的改进，我们正在逼近这个简单的定义，但还没有达到它。实际上存在着三种不同的历书时（ET0，ET1，ET2），每一种都是把月亮观测与这些不同的月亮运动模型比较而得的，这些模型一个比一个复杂和精细。

历书时的基本历元是 1900 年 1 月 0 日 12^hET＝1900 年 1 月 $0^d.5$ET ＝ JED2415020（参看下面儒略历书日的讨论），这时受光行差影响，且相对于瞬时平春分点计量的太阳几何平黄经精确地等于 $279°41'48''.04$。历书时的基本历元依赖于光行差常数的数值，并且定义中的采用值为 $20''.47$。没有就 κ 值的改变一事而采取什么措施的决定（因为 1976 年 IAU 天文常数值中它的值在 J2000 是 $20''.49552$），历书时的基本历元比世界时基本历元落后 4^s 左右。

历书时的单位是历书秒，它通过在基本历书历元上的回归年（见下面）长度来定义。太阳平黄经的公式为

$$L_{\odot} = 279°41'48''.04 + 129602768''.13 T_E + 1''.089 T_E^2$$

其中 T_E 是从 1900 年 1 月 0.5 日 ET 起以 36525 历书日的儒略世纪计量，在 $T_E = 0$，$L_{\odot}$ 增大 360°（即一个回归年）所需时间为

$$\frac{360 \times 60 \times 60 \times 36525 \times 86400}{|(dL_{\odot}/dT_E)|_{T_E=0}} = 31556925^s.9747$$

所以 1 历书秒精确地等于1900年回归年长度的 1/31556925.9747。

对于某些用途，历书中天的概念是有用的。一个天体通

过历书子午圈称为历书中天。历书子午圈的地理位置在 $\lambda=0$ 以东的 $\lambda=1.002738\Delta T$，其中 ΔT 是历书时和世界时之差（$\Delta T=\mathrm{ET}-\mathrm{UT}$），而数值因子代表平太阳时与平恒星时之比。历书经度是相对于历书子午圈计量的，历书时角亦如此。春分点的历书时角称为历书恒星时。历书时与历书恒星时的关系通过下式表达：

$$\mathrm{ET}+12^{h}=\text{历书恒星时}-\alpha_{FMS}(T_E)$$

其中 $\alpha_{FMS}(T_E)$ 表示(6.2)式中用 T_E 代换 T_U 的表达式。历书子午圈旋转角速度是这样的，它相对于瞬时平春分点在 $23^{h}56^{m}04^{s}.098904$ 历书时内转过完整的一周。

量 $\Delta T=\mathrm{ET}-\mathrm{UT}$ 只有在作了月亮观测并归算以后才能确定。因此，要在一年的延迟以后才能得到它的精确值。ΔT 的值目前为 $\sim 50^{s}$，并在 1900 年和 1905 年之间有时为零。ΔT 外推一至两年且精确到 $\pm 0^{s}.1$ 的外推值（以及过去的值）发表在 AENA 中。

例 6.3 对于例 4.1 的天文台在 1980 年 9 月 17 日 12^{h}ET 计算地方视恒星时。

这个问题不可能事先得到精确的解，因为历书时和 UT1 之间的关系还不知道*。我们最好按下列步骤去做：用 $\Delta T(A)$ 外推值(定义在下一节）作为 $\Delta T=\mathrm{ET}-\mathrm{UT}$ 的近似值。在 1980 年 7 月 1 日估计为 $+51^{s}.3$，在 1980 年 10 月 1 日为 $+51^{s}.6$，因此在 9 月 17 日相应的世界时为 $11^{h}59^{m}08^{s}.44$。按照例 6.1 的步骤，我们得到

$$T_U=(0.5+80\times 365+19)/36525$$

（对于 1980 年这个闰年的改正在下一步进行），因此在 1980

* 原书写成于 1980 年以前，故这一关系在成文时尚不知道。现已可从天文年历查得。——译者注

年1月1日 0^hUT 的平恒星时为

$$6^h38^m45^s.836+6912029^s.356+0^s.059$$
$$=6^h38^m45^s.836+80^d0^h0^m29^s.356+0^s.059$$
$$=6^h39^m15^s.251$$

在260天之内的春分点加速达到 $17^h05^m04^s.394$，因此在1978年9月17日 0^hUT 的平恒星时为 $23^h44^m19^s.645$ (AENA中的值为 $19^s.646$)。世界时 $11^h59^m08^s.44$ 的间隔相应于平恒星时为 $12^h01^m06^s.58$。这样在 $\lambda=0$ 处在 $11^h59^m08^s.44UT$ 的平恒星时为 $35^h45^m26^s.23$。在 $\lambda=7^h06^m38^s.25W$，它是 $28^h38^m47^s.98$。在这瞬间二分差为 $-0^s.72$，因此地方视恒星时为 $4^h38^m47^s.26$。

§6.4 原 子 时

钟的制造越来越精密，使得天文学家有了原子钟。在这种设备中，原子的两个能级之间(基态和激发态)一定的跃迁频率被用来定义时间单位。事实上1原子秒是铯133超精细基态跃迁的9192631770周所持续的时间。原子时的基本历元，对于 A.1 (美国海军天文台的原子时)和 TAI(国际原子时)是不同的。两者仅仅通过历书时相联系

$$ET=A.1+32^s.15,\quad 1972年前$$
$$ET=TAI+32^s.18,\quad 1972年后$$

历书时和原子时之差 $\Delta T(A)$，提供了 $\Delta T=ET-UT$ 的一级近似

$$\Delta T(A)=A.1+32^s.15-UTC,\quad 1972年前$$
$$=TAI+32^s.18-UT1,\quad 1972年后$$

A.1 的基本历元是1958年1月1日 $0^h0^m0^sUT2$，此时 A.1

精确为0. TAI的历元相差~30ms，在1972年1月0日精确地有 TAI − UTC = 10^s. 原子时1秒的长度与历书时1秒的长度之差小于十亿分之二.

广义相对论意义下的原子时或许可作为在引力场中的一个运动观测者的原时. 在一微秒中，它通过下式与坐标时相联系 (Mulholland,1972)

$$
\begin{aligned}
\text{坐标时} = & \text{A.1} + 32^s.15 + 1^s.658 \times 10^{-3}(\sin E_{\odot} \\
& + 0.0368) + 2^s.03 \times 10^{-6}\cos\phi'[\sin(UT \\
& + \lambda) - \sin\lambda]
\end{aligned}
$$

其中 $E_{\odot}$ = 太阳的偏近点角(参看第八章); λ 是观测者的地心经度，向东计量为正; ϕ' 是观测者的地心纬度.

原子钟提供一个频率单位，因此，也可以标定时间单位. 这样一个单位的计数，恰如季节变迁或昼夜交替这类无限重复的现象，规定了时间间隔，这对于天文观测始终是必要的.

§6.5 年

在天文学中使用的年有五种类型. 可直接观测的是回归年(太阳两次经过春分点的时间间隔)，恒星年(地球绕太阳相对于恒星公转一周的时间间隔)，近点年(地球两次经过近日点的时间间隔). 若 T_E 以从1900年1月0.5日 ET 起，以36525天的儒略世纪计量，它们的长度(以历书时计量)是

$$
\begin{aligned}
\text{回归年} &= 365^d05^h48^m46^s.0 - 0^s.530T_E \\
&= 365^d.24219878 - 6^d.14 \times 10^{-6}T_E
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\text{恒星年} &= 365^d06^h09^m09^s.5 + 0^s.01T_E \\
&= 365^d.25636042 + 1^d.1 \times 10^{-7}T_E
\end{aligned}
$$

$$
\text{近点年} = 365^d06^h13^m53^s.0 + 0^s.26T_E
$$

$$= 365^{d}.25964134 + 3^{s}.04 \times 10^{-6} T_E$$

恒星年和回归年之间的差是由总岁差引起的。由于地球的平均周日运动为$\sim 0^{\circ}.9856$/日，而总岁差为$\sim 50''.26$/年，它们的差异将是$(50''.26/3600)/0^{\circ}.9856 = 20^{m}.4$。行星对于地球拱线的摄动影响相当于向东前移$\sim 11''.6$/年。这是近点年超过恒星年长度的原因$(11''.6/3600/0^{\circ}.9856 = 4^{m}.7)$。

贝塞尔太阳年比回归年短，这是由于假平太阳超过太阳实际平黄经的长期加速。这相当于$0^{s}.148 T_E$，并且通常忽略不计。

最后一种年是食年，即地球两次通过月亮交点的时间间隔

$$\text{食年} = 346^{d}14^{h}52^{m}50^{s}.7 + 2^{s}.8 T_E$$
$$= 346^{d}.620031 + 3^{s}.2 \times 10^{-5} T_E$$

§6.6 儒略日期

儒略日数和儒略日期是一种对于从一个基本历元起消逝的日期进行连续计数的简单方法。这个历元选择在过去的历史上足够远，使得当处理天文观测时不致于发生负的儒略日期。历元是公元前4713年1月1日12^{h}，其中小时是以平太阳时计量的。在这个瞬间的儒略日期（JD）正好为0日。世界时的基本历元1900年1月1日12^{h}UT，JD = 2415020。在现代工作中有时出现约简儒略日期（MJD）

$$\text{MJD} = \text{JD} - 2400000.5$$

约简儒略日期是从1858年11月17日0^{h}UT起算的，JD和贝塞尔太阳年（B）的开始时间之间的关系是

$$\text{JD} = 2433282.423 + 365.2422(B - 1950.0)$$

逆关系式见(3.28)式。儒略日数表(#14.15)在 AENA 补充说明中给出。

对于历书时来说，有一个与儒略日期和儒略日数完全类似的体系。基本历元是公元前 4713 年 1 月 1 日 12^h，其中小时以历书时计量。在这个瞬间儒略历书日期（JED）正好是 0 日。在历书时的基本历元 JED = 2415020。在世界时基本历元 JED = 2415020.31352，在从 1900.0 起算的任何历元 T，回归世纪的 JED 的值能由下式计算

$$\begin{aligned} \text{JED}(1900.0 + 100T) = \text{JED}(1900.0) \\ + 100(365.2421988 \\ - 8.56 \times 10^{-5}T)T \end{aligned}$$

略去的长期项在 1950.0 相当于 1ˢ85。

也存在类似的格林尼治恒星日期的体系

$$(\text{GSD} = 1.0027379093 \times \text{JD} + 0.671,$$

$$\text{JD} = 0.9972695664 \times \text{GSD} - 0.669)。$$

第七章 照相天体测量

§7.1 概 述

照相术的发明和随之在天体物理研究上的应用，导致了天文学的一场革命。受到天文照相深远影响的几个方面是视向速度测量、自行研究、视差测定、化学丰度分析、星系和河外星系结构研究、各种行星系课题和光度测量学。的确，几乎实测天体物理的所有方面都离不开照相的威力。天文照相同时还提供了天体的一些美丽的照片。

检测和记录光线的技术在不断发展.大范围的光度计、低光水平的电视照相机、电荷注入器件和电荷耦合器件是新技术用于天文观测的一些例子，就天体测量的目的来说，分析的原则基本上都无一例外地与光的探测和记录的机械无关。然而，所能获得的观测资料和赖以获取这类资料的天体(主要是人造卫星)在不断演变着。在这一章中，我的目的是提供一个关于这个课题的展望式的结总。有一个事实是与以往的工作一脉相承的，这就是基本问题没有改变。从照相(就其最广义的意义而言)获取有关天体在某时相对于恒星背景的位置。

由于在天体的赤道坐标，望远镜光轴的赤道坐标和焦平面上星象的直角坐标之间存在联系，照相术在天体测量学中具有极广阔的用途。在理想情况下，成象系统(望远镜加照相机)把天球的一部分通过心射切面投影投射在一个平面上.在这种完美的情况下，照相机等价于一个针孔照相机，而在焦平

面上的直角坐标称为标准坐标。它们的常用符号为 ξ 和 η。在实践中，不可能达到理想状况，我们只能测量到理想标准坐标的近似值，这称为量度标准坐标。它们的常用符号为 x 和 y。从理想标准坐标到量度标准坐标的映射称为底片模型，底片模型的参数称为底片常数。当讨论用 VIDICON 或 EBSICON 电子管数字显示器的时候，我还使用这些术语。

这一章的其余部分展开这些概念，讨论各种偏离理想的情况，底片模型的形式和性质以及从平位置到视位置或站心位置的不同归算方法的概念。还要介绍关于运动天体的条形径迹的分析以及发展底片重叠技术的概念。

§7.2 标准坐标

照相天体测量的基本结果有赖于我们把天球的一部分投影到平面上，以及将所产生的理想标准坐标与量度坐标相联系的能力。投影几何学假定照相机等价于一个心射图法适用的针孔照相机。理想坐标 ξ，η 是由一个在照相底片上的直角坐标系构成的。量度标准坐标 x，y 是理想坐标的一种近似。首要的任务是把理想标准坐标与相应的赤道坐标联系起来。

考虑图 12 描绘的理想的折射望远镜，这里 AO 是望远镜的光轴，ASR 是焦平面，光轴垂直于焦平面（$\measuredangle OAS = \measuredangle OAR = 90°$），照相底片放在焦平面上，它的中心在 A。当 OA 向天球延长，它交天球于 A' 点。在 A' 点的天体发射的光聚焦在 A 点，天球上附近天体 B' 或 C' 发出的光聚焦在底片上 B 或 C 点，A' 称为切点，它的赤道坐标是(α^*, δ^*)。

设想 B 点在底片边缘，从而推导底片上线尺寸 l 和天球

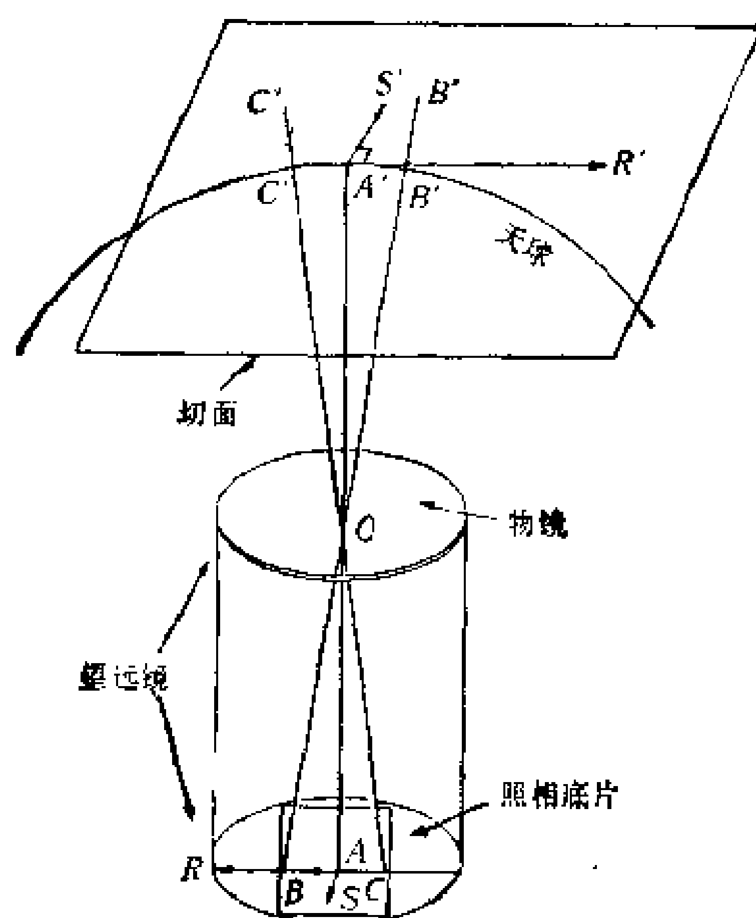


图 12 心射图法

上像点的角距离 L 之间的关系. 从三角形 ABO 有

$$l = 2f\tan L$$

其中 $l = AB$, $L = \widehat{A'B'}$,而 f 是望远镜的焦距. 底片比例尺是 $2L/l$,通常表示成弧秒/毫米.

与天球相切于 A' 点的平面也画于图中. 这个平面 (天空平面)垂直于 AOA' (即 $\measuredangle OA'R' = \measuredangle OA'S' = 90°$), 因此,平行于望远镜焦平面.在天球上 B' 和 C' 的恒星从 O 点看来将投影到切平面上的 B'' 和 C''. 如果我们令 $\phi = \measuredangle AOB = \measuredangle A'OB'$,那么

$$\tan\phi = \frac{A'B''}{A'O} = \frac{AB}{AO}$$

并且我们看到，在照相底片上像的构形和它们在天空平面上的投影之间具有相似性，令 $A'S'$，$A'R'$ 和 AS，AR 确定了两个平面上互相垂直的两轴的正向，注意它们的方向相反．天空平面上的直角坐标 ξ'，η' 和底片平面上的直角坐标 ξ，η 之间具有下列关系：

$$\xi' = \frac{A'O}{AO}\xi \qquad \eta' = \frac{A'O}{AO}\eta$$

从另一角度观察图 12 将有助于推导 ξ, η 与在 B' 恒星的赤道坐标[设为 (α, δ)]之间的关系，请看图 13．弧 $A'B'$ 是通过在 B' 的恒星和切点 A' 描绘的大圆上的一段．从 O 开始到弧 $A'B'$ 的天球半径位在确定 $\widehat{A'B'}$ 的大圆平面上，并以直线 $A'B''$ 投影在天空平面上．北天极以 P 表示，通过 P 和 A' 的大圆是 A' 点的子午圈． ξ'，η' 轴指向赤经和赤纬增大的方向(即 B' 点在 A' 点以东和以北)．如前述，$A'B''$ 垂直于 $A'O$，而 $A'M$ 与 A' 的子午圈正交于 A' 点．同时二面角 $MA'B''$ 等于 $\measuredangle PA'B'$，使得这个大圆的弧在天空平面上的投影保持夹角不变．从三角形 $FA'B''$ 和 $EA'B''$ 我们看到

$$\xi' = FB'' = A'B''\sin\theta$$
$$\eta' = EB'' = A'B''\cos\theta$$

但是 $A'B' = A'O\tan\phi$，则

$$\xi = f\tan\phi\sin\theta \qquad \eta = f\tan\phi\cos\theta$$

因此，在球面三角形 $PA'B'$ 中，我们有 $\widehat{A'P} = 90° - \delta^*$，$\widehat{B'P} = 90° - \delta$ 而 $\measuredangle A'PB' = \alpha - \alpha^*$ 则

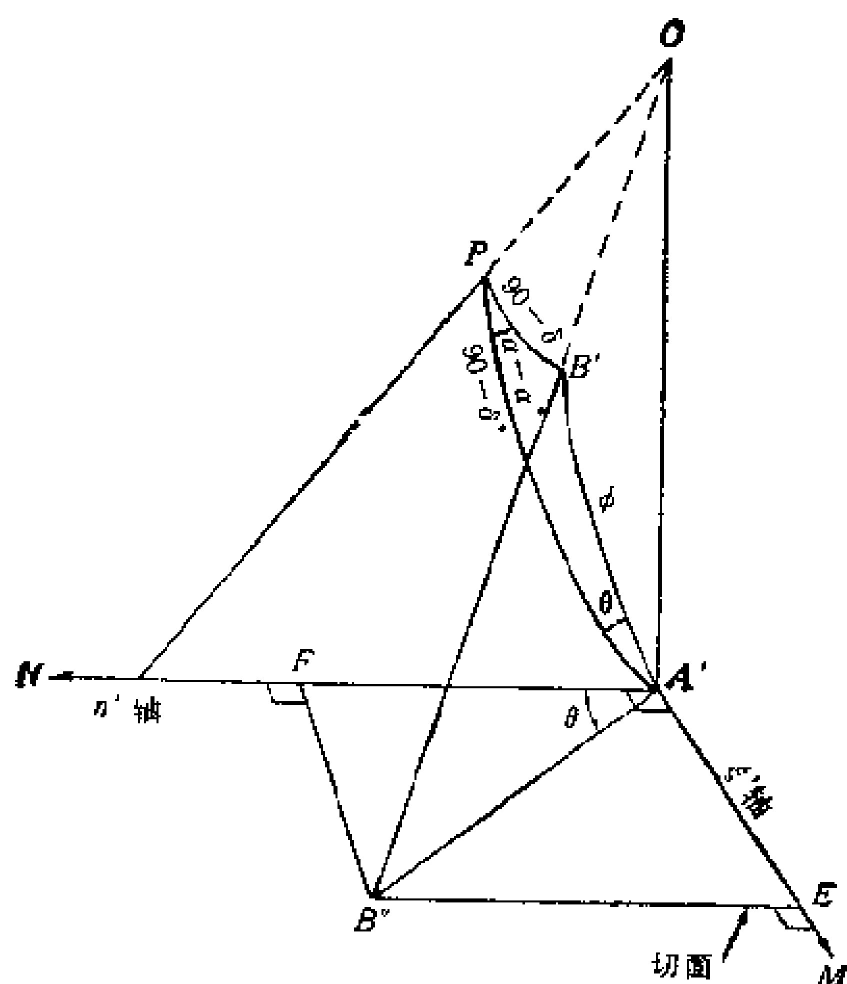


图 13　标准坐标

$$\sin\phi\cos\theta = \sin\delta\cos\delta^* - \cos\delta\sin\delta^*\cos(\alpha-\alpha^*)$$

$$\sin\phi\sin\theta = \cos\delta\sin(\alpha-\alpha^*)$$

$$\cos\phi = \sin\delta\sin\delta^* + \cos\delta\cos\delta^*\cos(\alpha-\alpha^*)$$

最后得

$$\begin{aligned}\frac{\xi}{f} &= \frac{\cot\delta\sin(\alpha-\alpha^*)}{\sin\delta^* + \cot\delta\cos\delta^*\cos(\alpha-\alpha^*)}\\ \frac{\eta}{f} &= \frac{\cos\delta^* - \cot\delta\sin\delta^*\cos(\alpha-\alpha^*)}{\sin\delta^* + \cot\delta\cos\delta^*\cos(\alpha-\alpha^*)}\end{aligned} \tag{7.1}$$

逆运算关系式为

$$\cot\delta\sin(\alpha-\alpha^*) = \frac{\xi\sec\delta^*}{\eta + f\tan\delta^*}$$

$$\cot\delta\cos(\alpha-\alpha^*)=\frac{f-\eta\tan\delta^*}{\eta+f\tan\delta^*} \tag{7.2}$$

或

$$\tan(\alpha-\alpha^*)=\frac{\xi\sec\delta^*}{f-\eta\tan\delta^*}$$

$$\tan\delta=\frac{\eta+f\tan\delta^*}{f-\eta\tan\delta^*}\cos(\alpha-\alpha^*) \tag{7.3}$$

当 $|\alpha-\alpha^*|$ 很小,可用下式:

$$\sin\delta=\frac{f\sin\delta^*+\eta\cos\delta^*}{(f^2+\xi^2+\eta^2)^{1/2}} \tag{7.4}$$

引进辅助角 q, q 是从 B' 所作的大圆弧与 $A'P$ 正交在天球上那一点的赤纬,则可导出如下简单的公式:

$$\cot q=\cot\delta\cos(\alpha-\alpha^*)$$
$$\frac{\xi}{f}=\cos q\tan(\alpha-\alpha^*)\sec(q-\delta^*) \tag{7.5}$$
$$\frac{\eta}{f}=\tan(q-\delta^*)$$

(7.3)和(7.4)式的矩阵形式为

$$\mathbf{I}(\alpha,\delta)=\frac{R_3(-\alpha^*-90^\circ)R_1(\delta^*-90^\circ)}{(f^2+\xi^2+\eta^2)^{1/2}}\begin{bmatrix}\xi\\ \eta\\ f\end{bmatrix} \tag{7.6}$$

例 7.1 设 $\alpha^*=12^h34^m56^s.789$, $\delta^*=+77°55'33''.11$ 和 $\alpha=12^h38^m06^s.243$, $\delta=+77°05'19''.87$, 计算相应的标准坐标,取望远镜的焦距为单位长度。

取焦距作为单位长度等于在(7.1)—(7.6)式中设 $f=1$, 则从(7.1)式得到

$$\xi=3.0786822\times10^{-3}$$

$$\eta = -1.4588964 \times 10^{-2}$$

例 7.2　例 7.1 的逆运算

利用(7.3)式实行逆运算,第一个计算的量是 $\tan(\alpha-\alpha^*) = 1.3778355 \times 10^{-2}$,即 $\alpha-\alpha^* = 0^h03^m09^s.454$。由此得 $\tan\delta = 4.3623290$,即 $\delta = +77°05'19''.87$。如果从(7.4)式直接求得 δ,中间结果将有 $\sin\delta = 9.7471774 \times 10^{-1}$。

例 7.3　用(7.5)式解例7.1提出的问题

算得 $\cot q = 2.2921359 \times 10^{-1}$,则 $q = +77°05'24''.13$。所以当取 $f = 1$ 时有

$$\xi = 3.0786822 \times 10^{-3}$$

$$\eta = -1.4588964 \times 10^{-2}$$

由于 $|\alpha-\alpha^*|$ 和 $|\delta-\delta^*|$ 受底片尺寸和望远镜视场的限制,在一般情况下,它们将是很小的($\lesssim$0.1 弧度)。只要 δ 或 $|\delta^*|$ 不太接近于 90°,就可以利用(7.1)和(7.2)式作幂级数展开。展开至三阶小量,仍取 $f = 1$,不失一般性有

$$\xi \simeq (\alpha-\alpha^*)\cos\delta^* - (\alpha-\alpha^*)(\delta-\delta^*)\sin\delta^* + (\alpha-\alpha^*)^3\cos\delta^*\frac{3\cos^2\delta^*-1}{6}$$

$$\simeq (\alpha-\alpha^*)\cos\delta + (\alpha-\alpha^*)^3\cos\delta\frac{3\cos^2\delta^*-1}{6} + \frac{1}{2}(\alpha-\alpha^*)(\delta-\delta^*)^2\cos\delta$$

$$\eta \simeq (\delta-\delta^*) + \frac{1}{4}(\alpha-\alpha^*)^2\sin 2\delta^* + \frac{1}{2}(\alpha-\alpha^*)^2(\delta-\delta^*)\cos 2\delta^* + \frac{1}{3}(\delta-\delta^*)^3$$

$$\simeq (\delta - \delta^*) + \frac{1}{4}(\alpha - \alpha^*)^2 \sin 2\delta$$

$$+ \frac{1}{3}(\delta - \delta^*)^3 \tag{7.7}$$

逆运算为

$$\alpha - \alpha^* \simeq \xi \sec\delta^* + \xi\eta \sec\delta^* \tan\delta^*$$

$$- \frac{\xi^3}{3}\sec^3\delta^* + \xi\eta^2 \sec\delta^* \tan^2\delta^*$$

$$\simeq \xi \sec\delta + \frac{\xi^3}{6}\sec\delta(\sec^2\delta - 3)$$

$$- \frac{\xi}{2}\eta^2 \sec\delta$$

$$\delta - \delta^* \simeq \eta - \frac{\xi^2}{2}\tan\delta^* - \frac{\xi^2}{2}\eta \sec^2\delta^* - \frac{\eta^3}{3}$$

$$\simeq \eta - \frac{\xi^2}{2}\tan\delta - \frac{\eta^3}{3} \tag{7.8}$$

例 7.4 用(7.7)和(7.8)式解例 7.1—7.3 的问题。

首先用(7.7)式的上行计算 ξ 和 η。显然，若列出每一项的数值，我们得到

$$\begin{array}{rl} \xi = & 2.8819348 \times 10^{-3} \\ & + 1.9681719 \times 10^{-4} \\ & - 7.9206324 \times 10^{-8} \\ \hline & 3.0786728 \times 10^{-3} \end{array} \qquad \begin{array}{rl} \eta = & -1.4608599 \times 10^{-2} \\ & + 1.9413713 \times 10^{-5} \\ & + 2.2594997 \times 10^{-7} \\ \hline & -1.4588959 \times 10^{-2} \end{array}$$

若用(7.7)式的下面行，用同样的格式列出结果如下：

$$\begin{array}{rl} \xi = & 3.0784375 \times 10^{-3} \\ & + 0 \\ & + 2.4568229 \times 10^{-7} \\ \hline & 3.0786831 \times 10^{-3} \end{array} \qquad \begin{array}{rl} \eta = & -1.4608599 \times 10^{-2} \\ & + 2.0670410 \times 10^{-5} \\ & - 1.0392127 \times 10^{-6} \\ \hline & -1.4588968 \times 10^{-2} \end{array}$$

至于逆运算，用例 7.1 的结果和(7.8)式的上面行，我们得到

$$\begin{aligned}\alpha-\alpha^* &= 1.4718061\times10^{-2} & \delta-\delta^* &= -1.4588964\times10^{-2}\\ &\quad -1.0037957\times10^{-3} & &\quad -2.2154912\times10^{-5}\\ &\quad \underline{+6.7397755\times10^{-5}} & &\quad \underline{+2.6151682\times10^{-6}}\\ &\quad\ 1.3781663\times10^{-2} & &\quad -1.4608503\times10^{-2}\\ &= 0^h03^m09^s.511 & \delta &= +77^\circ05'19''.89\end{aligned}$$

而从(7.8)式的下面行有

$$\begin{aligned}\alpha-\alpha^* &= 1.3778578\times10^{-2} & \delta-\delta^* &= -1.4588964\times10^{-2}\\ &\quad +0 & &\quad -2.0673697\times10^{-5}\\ &\quad \underline{-1.0956248\times10^{-6}} & &\quad \underline{+1.0350279\times10^{-6}}\\ &\quad\ 1.3777483\times10^{-2} & &\quad -1.4608602\times10^{-2}\\ &= 0^h03^m09^s.454 & \delta &= +77^\circ05'19''.87\end{aligned}$$

在这个例子中，我们看到下面行的近似比上面行的好。至于精确的工作应该用严格的公式。

§7.2.1 标准坐标的作用

前面的分析表明：从 ξ，η，α^* 和 δ^* 我们能计算 α 和 δ，而从 α，δ，α^* 和 δ^* 我们能计算 ξ 和 η。若给定天球某一部分的照相底片，其中含有若干颗参考星(每一颗参考星的 α 和 δ 为已知)和有关天体(待测天体)的星象。现在我们寻求一种特殊转换方法，以便把所有星象的量度直角坐标转换成待测星的赤道坐标。对于理想成像过程的任何偏离都会引起对于理想关系 $\xi=x$ 和 $\eta=y$ 的偏差。最后结果是理想标准坐标和量度标准坐标之间的映射，其中的参数就是底片常数。一旦知道了映射的函数形式，就可利用参考星进行统计平差，以决定底片常数的估值。这样就能获得待测星的理想标准坐

标的最佳估值，而且在作了心射图的逆运算以后，它的赤道坐标即可算出。

下面列举一些处理照相底片通常会遇到的问题，其中一些问题也会在使用电视摄像机和诸如 CCD 或 CID 这类固体器件时出现，这种讨论是相当全面的，但并不透彻。显然还不可能完全处理明暗度、几何畸变、星象旋转、射束扩散、边缘分辨率、S 畸变和电视类型摄像机（不论是否带有像增强器）的缺陷。

转换误差　如果照相底片在量度仪上没有正确地对准中心，在量度坐标和理想坐标之间就会产生系统差，函数形式是

$$\xi - x = x_0, \quad \eta - y = y_0$$

其中 x_0 和 y_0 是常数。

旋转　如果底片正确地对准了中心，但是相对于量度仪的轴线旋转了一个角度 ϕ（设逆时针旋转时 $\phi > 0$），

$$\xi - x = (1 - \cos\phi)\xi - \eta\sin\phi$$
$$\eta - y = \xi\sin\phi + (1 - \cos\phi)\eta$$

轴的非垂直性　如果量度仪的轴不是相互垂直的，令 η 和 y 轴之间的夹角为 ϕ，则 $x = \xi - \eta\tan\phi$，$y = \eta\sec\phi$，所以

$$\xi - x = \eta\tan\phi$$
$$\eta - y = (1 - \sec\phi)\eta$$

对心误差　如果切点的实际位置是 $(\alpha^* + \Delta\alpha^*, \delta^* + \Delta\delta^*)$ 而不是 (α^*, δ^*)，那么由(7.1)式计算的 ξ, η 值将是不正确的。精确到 $\Delta\alpha^*$ 和 $\Delta\delta^*$ 的一阶有

$$\xi - x = (\cos\delta^* - \eta\sin\delta^*)\Delta\alpha^*$$
$$\eta - y = \Delta\delta^* + \xi\Delta\alpha^*\sin\delta^*$$

焦距长度误差　　如果望远镜的真焦距是 f' 而不是 f，底片上的任何线度 l 将有误差

$$\frac{l}{f}-\frac{l}{f'}=\frac{l}{f}\left(1-\frac{f}{f'}\right)$$

因此，对标准坐标的影响是与它们成线性比例的。

偏心畸变　　若物镜每一镜片的光心没有严格校正在一条直线上，这样引起的偏差称为偏心畸变。它引起如下形式的二阶项：

$$\xi-x=2(P\xi^2+Q\xi\eta)+P(\xi^2+\eta^2)$$

$$\eta-y=2(P\xi\eta+Q\eta^2)+Q(\xi^2+\eta^2)$$

其中 P 和 Q 是常数。

倾斜　　如果照相底片平面相对于焦平面倾斜一个角度 ω，一个目标到光轴的真距离 l 和它的视距离 l' 之间的关系将是

$$\frac{l}{l'}=\sec\theta\cos(\theta-\omega)$$

其中 θ 是 l 所对的角距离，$l=f\tan\theta$。如果这个角很小，就有

$$l-l'\simeq\theta^2\omega$$

这代表一个二阶效应。经过一些代数运算之后，$\xi-x$ 和 $\eta-y$ 就改写为

$$\xi-x=(p\xi^2+q\xi\eta)\tan\omega$$

$$\eta-y=(p\xi\eta+q\eta^2)\tan\omega$$

其中 p 和 q 为常数。

径向畸变　　如果成像过程引起一个纯径向畸变，它能模拟为

$$\xi-x=R\xi(\xi^2+\eta^2)$$

$$\eta - y = R\eta(\xi^2 + \eta^2)$$

其中 R 是常数. 高阶项有时也是需要的.

星差 仪器的有效焦距可能与成像天体的视星等 m 有关. 这称为星差,并有下式模拟:

$$\xi - x = Sm\xi$$

$$\eta - y = Sm\eta$$

其中 S 通常与温度有关.

较差大气折射 显而易见, 在照相底片上形成的星象代表天体的站心位置. 在某些情况下, 人们希望计算视位置的标准坐标. 果真这样,必须把折射、周日光行差和周日视差考虑进去, 而且方便的办法是在底片模型中计及大气折射改正. 如果仅限于取小视场($2^\circ \times 2^\circ$)和小于 45° 的天顶距,这就简单易行,近似结果是

$$\xi - x = -R_1'\xi_z + R_1'[(1 + \xi_z^2)\xi + (\xi_z\eta_z)\eta]$$

$$\eta - y = -R_1'\eta_z + R_1'[(\xi_z\eta_z)\xi + (1 + \eta_z^2)\eta]$$

其中 ξ_z, η_z 是天顶的标准坐标而 R_1' 是 (5.7) 式的 R_1 按(5.6)式作气象条件修正后的值.

ξ_z 和 η_z 的线性项在整个底片上是常数, 而其余的项描述整个底片上的较差折射效应. ξ_z 和 η_z 的值, 由下式计算:

$$\xi_z = \cos Q \sec(Q - \delta^*) \tan(\tau - \alpha^*)$$

$$\eta_z = \tan(Q - \delta^*)$$

其中 τ 是曝光中点的恒星时,并且 $\cot Q = \cot\phi\cos(\tau - \alpha^*)$. 照例, ϕ 是观测者的天文纬度. 请与(7.5)式比较.

随着视场尺寸或切点天顶距的增大, 较差改正与 ξ 和 η 成线性比例或略去(5.7)式中 R_2 的假设变得越来越不行了. 包含高阶项的综合结果使得较差大气折射项成为 ξ, η 的齐

次三阶表达式，其系数与 ξ_n, η_n, R'_1 和 R'_2 有关。

周年光行差　　周年光行差也可以按类似的方式归入底片模型，其中它的较差效应能由下式恰当地表示：

$$\xi - x = A\xi + s\xi\eta + \frac{r(\xi^2 - \eta^2)}{2}$$

$$\eta - y = D\eta + r\xi\eta - \frac{s(\xi^2 - \eta^2)}{2}$$

A 和 D 正比于光行差常数 $\kappa(=20''49552)$，r 和 s 通过下式与独立星数相联系：

$$r = h\sin(\alpha^* + H)$$
$$s = h\cos(\alpha^* + H)\sin\delta^* + i\cos\delta^*$$

§7.3　线性底片模型

一种线性模型可以满足于理想标准坐标和量度标准坐标之间的变换。由于它的分析最为简单，这里我们也应用这种变换。设想我们有 $n = 1, 2, 3, \cdots, N$ 颗参考星，它们的位置为 $\{(\alpha_n, \delta_n)\}$，一个已知切点 (α^*, δ^*)，理想标准坐标 $\{(\xi_n, \eta_n)\}$，量度标准坐标 $\{(x_n, y_n)\}$，和待测星的量度坐标 (X, Y)。我们必须按下式估算底片常数 $a - f$ 值：

$$\begin{aligned} \xi - x &= a\xi + b\eta + c \\ \eta - y &= d\xi + e\eta + f \end{aligned} \tag{7.9}$$

并随之估算待测星的理想标准坐标值 (Ξ, H)。显然 $N = 3$ 是参考星的最低数目，并且对于这种情况，Schlesinger(1911)推导出一种解的近似方法。它被称为倚数法，而现在只具有历史意义了。

§7.3.1 四常数底片模型

当 $d=-b$, $c=a$ 时，(7.9)式就化为最简单的形式. 在这种情况下，只要两个零点常数 (c, d)、一个比例因子 ($\sqrt{a^2+b^2}$) 和一个旋转角[即 $\tan^{-1}(b/a)$]就足以描述误差的净效应。按照这种假定,法方程为

$$\xi_n - x_n = a\xi_n + b\eta_n + c$$
$$\eta_n - y_n = -b\xi_n + a\eta_n + d$$
$$n = 1,2,3,\cdots,N$$

当我们把坐标系原点放在"质量中心"$\left(\text{即}\ \sum_{n=1}^{N}\xi_n = \sum_{n=1}^{N}\eta_n = 0\right)$时,法方程的系数行列式是 $N^2\mathrm{Tr}^2(I)$, 其中 I 是参考星的"惯量"张量,

$$I = \begin{pmatrix} I_{\xi\xi} & I_{\xi\eta} \\ I_{\eta\xi} & I_{\eta\eta} \end{pmatrix} = I^T, \qquad I_{\xi\eta} = \sum_{n=1}^{N}\xi_n\eta_n$$

等等.

由于 I 是一个非负的半定阵列，而且参考星的简并构形不起影响,底片常数的解是唯一的. 在这种情况下,这也是无关紧要的,因为法方程的系数矩阵是对角阵.

令 σ 是 x 或 y 单次测量的标准偏差. 因为法方程的矩阵是对角阵,底片常数的协方差为零. 它们的单个方差为(大写字母表示 $a-d$ 的估计)

$$\mathrm{var}(A) = \mathrm{var}(B) = \frac{\sigma^2}{\mathrm{Tr}(I)}$$
$$\mathrm{var}(C) = \mathrm{var}(D) = \frac{\sigma^2}{N}$$

待测星的理想标准坐标由下式计算;

$$\Xi - X = A\Xi + BH + C$$

$$H - Y = -B\Xi + AH + D$$

它的解是

$$\Xi = \frac{(1-A)(X+C)+B(Y+D)}{(1-A)^2+B^2}$$

$$H = \frac{(1-A)(Y+D)-B(X+C)}{(1-A)^2+B^2}$$

Ξ和H的方差现在可以算出，它们原来是相等的，这是模型对称性的结果。

$$\text{var}(\Xi) = \text{var}(H) = \sigma^2\left[1 + \frac{1}{N} + \frac{\Xi^2 + H^2}{\text{Tr}(I)}\right]$$

因为 I 的迹是与 NS 成正比的，其中 S 是参考星占有的面积，我们可将方差写为（$\rho^2 = \Xi^2 + H^2$）

$$\text{var}(\Xi) = \sigma^2\left(1 + \frac{1 + k\rho^2/S}{N}\right) \tag{7.10}$$

对于均匀分布的参考星 k 值是 6，但是对于分布在一个边长为 $S^{1/2}$ 的正方形四边上的参考星 k 值是 2。

因为(7.10)式是精确的，可以由它推断一些关于参考星最佳颗数和分布的特点：(1) 待测星的最佳位置是在参考星的质量中心(即：在这里 $\Sigma\xi_n = \Sigma\eta_n = 0$)；(2) 当 ρ 变为零时，待测星的理想标准坐标的估计值的方差与量度方差 σ 成线性比例；(3) 当 $\rho = 0$，参考星数目的增大对于缩小待测星理想坐标估计值的标准偏差，几乎不起作用，对于$N = 4$ 到 $N = 5$，仅仅 2.0%，对于$N = 4$ 到$N = \infty$也只有 10.6%；(4) 当 $\rho = 0$ 时，待测星位置的期望精度与参考星的面积范围或面积分布无关；(5) 当 $\rho \neq 0$ 时，为使 $\text{var}(\Xi)$ 和 $\text{var}(H)$ 极小，要求参考星占有尽可能最大的面积。只要给定任何适用

的线性底片模型，即使参考星具有不同"质量"，这些结论仍然成立。参看 Plummer (1932) 和 Eichhorn 与 Williams (1963)。

§7.3.2 六常数底片模型

四常数底片模型代表一种特殊情况，尽管在那些线性模型已可满足的场合，还是应该使用更一般的六常数模型[(7.9)式]。在这种情况下误差分析更为复杂。出发点是从下式决定 Ξ 和 H：

$$\Xi - X = A\Xi + BH + C$$
$$H - Y = D\Xi + EH + F$$

其中 $A-F$ 是 $a-f$ 的估计值。这样法方程的行列式，相对于质量中心是 $N\det(I)$。经过某些代数运算之后，我们求得

$$\Xi = \frac{(1-E)(C+X)+B(F+Y)}{\Delta}$$

$$H = \frac{(1-A)(F+Y)+D(C+X)}{\Delta}$$

其中 $\Delta=(1-A)(1-E)-BD$ 是方程组的行列式，经过大量的代数运算之后，我们也能完成 Ξ 和 H 的方差分析，结果是

$$\begin{aligned}\mathrm{var}(\Xi) = {} & [\sigma_x^2(1-E)^2+\sigma_y^2B^2][1 \\ & +(1/N)+\rho\cdot I^{-1}\cdot\rho]/\Delta^2 \\ \mathrm{var}(H) = {} & [\sigma_x^2D^2+\sigma_y^2(1-A)^2] \\ & \times[1+(1/N)+\rho\cdot I^{-1}\cdot\rho]/\Delta^2\end{aligned}$$

其中 $\rho=(\Xi,H)$。和前面一样，$\rho\cdot I^{-1}\cdot\rho$ 项正比于 $\rho^2/(NS)$，由于预期底片常数的量是很小的。

$$\mathrm{var}(\Xi) \simeq \sigma_x^2\left(1 + \frac{1 + k\rho^2/S}{N}\right)$$

H的方差与此类似. 蒙特卡洛（Monte Carlo）试验表明N的最佳值为 5.

§ 7.3.3 望远镜导向模式

考虑下面的观测顺序：望远镜指向待测星，并且测量它的赤道坐标（A_T, Δ_T）. 接着望远镜依次指向周围N颗参考星,并且记录它们的赤道坐标 $\{(\alpha_T, \delta_T)\}$. 我们能够预告参考星的站心位置 $\{(\alpha, \delta)\}$, 并要求得到待测星的站心位置(A,Δ). 虽然在这种情况下并没有照相或量度底片，很明显这与底片模拟问题是类似的. 如果我们设 $e_\alpha = \alpha - \alpha_T$（即 $\xi - x$）,$e_\delta = \delta - \delta_T$（即 $\eta - y$）,$\varepsilon_\alpha = \alpha - \langle\alpha\rangle$, 这里的$\langle\alpha\rangle$是参考星站心赤经平均值（即 ξ），以及 $\varepsilon_\delta = \delta - \langle\delta\rangle$（即$\eta$）. 如果我们要计及星等和颜色项,并且设 $\varepsilon_m = m - \langle m\rangle$, $\varepsilon_c = c - \langle c\rangle$,这里 $\{m,c\}$ 是参考星视星等和颜色(而 $\langle m\rangle$, $\langle c\rangle$ 是它们的平均值),我们能建立下列的底片模型:

$$e_\alpha = p_\alpha\varepsilon_\alpha + p_\delta\varepsilon_\delta + p_m\varepsilon_m + p_c\varepsilon_c + p$$

$$e_\delta = q_\alpha\varepsilon_\alpha + q_\delta\varepsilon_\delta + q_m\varepsilon_m + q_c\varepsilon_c + q$$

底片常数值 $p_\alpha, \cdots q$ 由统计评估方法决定,而待测星的站心位置由下式求得:

$$A - A_T = P_\alpha(A - \langle\alpha\rangle) + P_\delta(\Delta - \langle\delta\rangle) + P_m(M - \langle m\rangle) + P_c(C - \langle c\rangle) + P$$

$$\Delta - \Delta_T = Q_\alpha(A - \langle\alpha\rangle) + Q_\delta(\Delta - \langle\delta\rangle) + Q_m(M - \langle m\rangle) + Q_c(C - \langle c\rangle) + Q$$

这里底片常数的相应大写字母表示它们的估计值，而 M, C 是待测星的视星等和颜色. 只要 $90° - |\Delta|$ 不是太小，这样

的处理十分适宜,在实用上相当便捷。若使用5颗参考星,联合应用运算器和计算机检验,整个运算大约需时90秒。

这种方法的另一个特征,是引入一颗附加星作为控制星,这可能是有用的。不是观测(或在照相底片上量度)N颗参考星,实际要观测$N+1$颗。附加星是最接近于待测星位置的一颗星,并且不属于底片模型,而是用于评价各种操作和计算过程中产生的误差。这些系统误差可用于改善待测星位置。读者还记得早先发展的方差分析,仅仅涉及测量的偶然误差。最后,在这种情况和在经典情况下,由于被利用的天球的总区域是非常小的,从参考星的平均位置到它们的站心位置,用较差归算可能是值得采取的。

§7.4 较差归算

归算一颗恒星的位置要花费大量的劳动,甚至用现代的手控计算器也要花20—30分钟才能完成一个全二阶的归算。为了归算共处于几度之内的N颗恒星,发展了一种缩减手头操作的特殊算法。这些方法的特点是所有恒星相对于天球上同一点并且在同一瞬间加以归算。因此这些过程就可归结为较差法。

这一节的其余部分介绍N颗恒星在天空中占有一个很小($\leqslant 6°$)的区域,并且几乎同时被观测。当它们接近天极的时候,需要应用$l(\alpha,\delta)$,而不是α和δ,这样最有利于进行分析。恒星占有的星场中心的平坐标为$(\langle\alpha_0\rangle, \langle\delta_0\rangle)$,自行为$(\langle\mu\rangle, \langle\mu'\rangle)$,它们与参考星的相应量的关系如下:

$$\langle\alpha_0\rangle = \Sigma\alpha_0/N \qquad \langle\delta_0\rangle = \Sigma\delta_0/N$$
$$\langle\mu\rangle = \Sigma\mu/N \qquad \langle\mu'\rangle = \Sigma\mu'/N \tag{7.11}$$

(7.11)式中求和是对所有N颗恒星而言．归算结果的地方视恒星时 (τ)，相应于观测时段的中点．

§7.4.1 恒星常数和贝塞尔日数

考虑一个星位具有平赤道坐标($\langle\alpha_0\rangle$,$\langle\delta_0\rangle$)和自行 ($\langle\mu\rangle$, $\langle\mu'\rangle$)，以及接近于此星位的第二个星位具有平赤道坐标 (α_0, δ_0) 和自行 (μ, μ')．于是由(5.1)式得到它们的视赤经(赤纬同样处理)为[1]

$$\langle\alpha\rangle = \langle\alpha_0\rangle + Aa(\langle\alpha_0\rangle,\langle\delta_0\rangle) + B_b(\langle\alpha_0\rangle,\langle\delta_0\rangle) + \cdots\cdots + \tau(\mu)$$

$$\alpha = \alpha_0 + Aa(\alpha_0,\delta_0) + Bb(\alpha_0,\delta_0) + \cdots + \tau\mu$$

这里指明了恒星常数对于赤经和赤纬的依赖关系．如果 $\Delta\alpha_0 = \alpha_0 - \langle\alpha_0\rangle$，等等，我们能写成

$$\begin{aligned}\alpha &\simeq \langle\alpha\rangle + \Delta\alpha_0 + p\Delta\alpha_0 + q\Delta\delta_0 + \tau\Delta\mu \\ \delta &\simeq \langle\delta\rangle + \Delta\delta_0 + r\Delta\alpha_0 + s\Delta\delta_0 + \tau\Delta\mu\end{aligned} \tag{7.12}$$

其中 $\Delta\mu = \mu - \langle\mu\rangle$，$\Delta\mu' = \mu' - \langle\mu'\rangle$ 以及

$$\begin{aligned}p &= [A\cos\langle\alpha_0\rangle - B\sin\langle\alpha_0\rangle]\tan\langle\delta_0\rangle \\ &\quad - [C\sin\langle\alpha_0\rangle - D\cos\langle\alpha_0\rangle]\sec\langle\delta_0\rangle \\ q &= [A\sin\langle\alpha_0\rangle + B\cos\langle\alpha_0\rangle]\sec^2\langle\delta_0\rangle \\ &\quad + [C\cos\langle\alpha_0\rangle + D\sin\langle\alpha_0\rangle]\sec\langle\delta_0\rangle\tan\langle\delta_0\rangle \\ &\quad + 2J\sec^2\langle\delta_0\rangle\tan\langle\delta_0\rangle \\ r &= -\{A\sin\langle\alpha_0\rangle + B\cos\langle\alpha_0\rangle + [C\cos\langle\alpha_0\rangle \\ &\quad + D\sin\langle\alpha_0\rangle]\sin\langle\delta_0\rangle\} \\ s &= -\{C\tan\varepsilon_0\sin\langle\delta_0\rangle + [C\sin\langle\alpha_0\rangle \\ &\quad - D\cos\langle\alpha_0\rangle]\cos\langle\delta_0\rangle\} + J'\sec^2\langle\delta_0\rangle\end{aligned} \tag{7.13}$$

1) 忽略周年视差和轨道运动，τ是从(或到)最近的贝塞尔太阳年年首的年的小数．

因此，只要 $\Delta\alpha_0$，$\Delta\delta_0$ 不是太大($\leqslant 0.1$ 弧度 $= 5^\circ\!.7$)，一旦星场中心归算出来，任何附近恒星的平位置都能换算成它的视位置。由于 p,q,r 和 s 仅仅依赖于星场中心的位置，就能花较小的劳动力同时处理所有 N 颗恒星。

§7.4.2 独立日数

如果应用独立日数，较差归算的繁复程度能缩减到最小。这是因为与恒星常数不一样，独立日数不依赖于星场中心位置。由类似的处理[并用(5.27)式代替(5.1)式，我们有

$$\langle\alpha\rangle = \langle\alpha_0\rangle + f + g\sin(\langle\alpha_0\rangle + G)\tan\langle\delta_0\rangle + \cdots + \tau\langle\mu\rangle$$

$$\alpha = \alpha_0 + f + g\sin(\alpha_0 + G)\tan\delta_0 + \cdots + \tau\mu$$

或

$$\begin{aligned} \alpha &\simeq \langle\alpha\rangle + \Delta\alpha_0 + P\Delta\alpha_0 + Q\Delta\delta_0 + \tau\Delta\mu \\ \delta &\simeq \langle\delta\rangle + \Delta\delta_0 + R\Delta\alpha_0 + S\Delta\delta_0 + \tau\Delta\mu' \end{aligned} \qquad (7.14)$$

其中

$$\begin{aligned} P &= g\cos(\langle\alpha_0\rangle + G)\tan\langle\delta_0\rangle + h\cos(\langle\alpha_0\rangle \\ &\quad + H)\sec\langle\delta_0\rangle \\ Q &= g\sin(\langle\alpha_0\rangle + G)\sec^2\langle\delta_0\rangle + h\sin(\langle\alpha_0\rangle \\ &\quad + H)\sec\langle\delta_0\rangle\tan\langle\delta_0\rangle + 2J\tan\langle\delta_0\rangle\sec^2\langle\delta_0\rangle \\ R &= -g\sin(\langle\alpha_0\rangle + G) - h\sin(\langle\alpha_0\rangle + H)\sin\langle\delta_0\rangle \\ S &= h\cos(\langle\alpha_0\rangle + H)\cos\langle\delta_0\rangle - i\sin\langle\delta_0\rangle + J\sec^2\langle\delta_0\rangle \end{aligned} \qquad (7.15)$$

视位置到站心位置　一旦 $(\langle\alpha\rangle,\langle\delta\rangle)$ 已经得到，它们必须改正周日光行差 [$v = 0''\!.3200\rho\cos\phi'$；[见(5.4)式]：

$$\langle\alpha'\rangle = \langle\alpha\rangle + v\cos\langle h\rangle\sec\langle\delta\rangle$$

$$\langle\delta'\rangle = \langle\delta\rangle + v\sin\langle h\rangle\sin\langle\delta\rangle$$

$$\langle h\rangle = \langle\tau\rangle - \langle\alpha\rangle$$

从下式得到较差归算（$\Delta\delta=\delta-\langle\delta\rangle$，其余类推）：

$$\alpha'\simeq\langle\alpha'\rangle+\Delta\alpha+v[\Delta\alpha\sin\langle h\rangle$$
$$+\Delta\delta\cos\langle h\rangle\tan\langle\delta\rangle]\sec\langle\delta\rangle$$
$$\delta'\simeq\langle\delta'\rangle+\Delta\delta+v[-\Delta\alpha\cos\langle h\rangle\sin\langle\delta\rangle$$
$$+\Delta\delta\sin\langle h\rangle\cos\langle\delta\rangle] \tag{7.16}$$

最后改正是大气折射，它可以写成如下形式：

$$\langle\delta_{\rm obs}\rangle=\langle\delta'\rangle+\mathscr{R}\cos\langle\eta'\rangle$$
$$\langle\alpha_{\rm obs}\rangle=\langle\alpha'\rangle+\mathscr{R}\sec\langle\delta_{\rm obs}\rangle\sin\langle\eta'\rangle$$

其中 $\langle\eta'\rangle$ 是相应于 $\langle\alpha'\rangle$，$\langle\delta'\rangle$ 从(2.13)式所得的星位角。若令 $\Delta\alpha'=\alpha'-\langle\alpha'\rangle$ 和 $\Delta\delta'=\delta'-\langle\delta'\rangle$，较差公式是

$$\begin{aligned}\alpha_{\rm obs}&\simeq\langle\alpha_{\rm obs}\rangle+\Delta\alpha'+I\Delta\alpha'+J\Delta\delta'\\ \delta_{\rm obs}&\simeq\langle\delta_{\rm obs}\rangle+\Delta\delta'+K\Delta\alpha'+L\Delta\delta'\end{aligned} \tag{7.17}$$

常数 I-L 是假定 $R=R_1\tan z_{\rm obs}$ 计算的［而不是利用(5.7)式］。结果为

$$I=-\mathscr{R}_1'[1-\tan\langle z'\rangle\cos\langle\eta'\rangle\tan\langle\delta'\rangle$$
$$+\tan^2\langle z'\rangle\sin^2\langle\eta'\rangle]$$
$$J=-\mathscr{R}_1'\tan\langle z'\rangle\sin\langle\eta'\rangle\sec\langle\delta'\rangle[\tan\langle z'\rangle\cos\langle\eta'\rangle$$
$$-\tan\langle\delta'\rangle]$$
$$K=-\mathscr{R}_1'\tan\langle z'\rangle\sin\langle\eta'\rangle\cos\langle\delta'\rangle[\tan\langle z'\rangle\cos\langle\eta'\rangle$$
$$+\tan\langle\delta'\rangle]$$
$$L=-\mathscr{R}_1'[1+\tan^2\langle z'\rangle\cos^2\langle\eta'\rangle] \tag{7.18}$$

其中 $\langle z'\rangle$ 是相对 $\langle\alpha'\rangle$，$\langle\delta'\rangle$ 和 $\langle\tau\rangle$ 的天顶距，而 $\mathscr{R}_1'$ 是经过(5.6)式改正的 R_1。

§7.5　运动天体的模拟

当望远镜跟踪恒星，一个具有大自行的目标横穿视场，就

有条纹展现在记录装置上(照相底片、电视型照相机、CCD 摄像机等等). 如果能用某些方法记录条纹中每点形成的时间,就可在标准坐标中利用运动的时间历程. 这还可以用来精确地计算位置和角速度. 在这一节中我们将展开模拟条纹所必需的公式. 问题中的小量是视场, 对于 6°×6° 的视场是 0.10 弧度,展开式给出到这个量级的二阶量. 此外,由于只有流星或人造卫星的自行足够大, 足以有效地利用这个技术, 它们的自行通常大到 5—1000″/秒, 因而全部曝光时间是很小的(角速度×曝光时间≃视场). 因此适宜于近似认为在曝光过程中运动是匀速直线的. 改正量度标准坐标按前述方法进行, 并且形成一个与分析条纹的时间历程分开的另一个问题.

于是问题归结如下: 我们有一列被改正的量度标准坐标 $\{(\xi_n,\eta_n)\}$,在时间 $\{t_n\}$, $n=1,2,3\cdots N$, 相对于同一个切点 $(\alpha^*,\ \delta^*)$, 并且这些坐标与产生条纹的运动天体的位置和速度有关. 地心运动是由(3.31)式决定的, 而站心运动是利用(4.1)式计算的, 则

$$\mathbf{r}(t)=\mathbf{r}(t_0)+\dot{\mathbf{r}}(t_0)(t-t_0)$$

和

$$\mathbf{r}(t)=\mathbf{R}(t)+\boldsymbol{\rho}(t)$$

这些方程经过一些代数运算以后, 能推导出类似于(3.32)式的结果,即(其中大写字母表示站心值, 而小写字母表示相应的地心值)

$$\begin{aligned}D^2+2DS\cos Z&=1+2V_0T+(V_0^2+\Omega_0^2)T^2+2S\cos Z_0\\&\quad+2ST\left(V_0\cos Z_0+\frac{d\cos Z}{d_t}\Big|_{t_0}\right)\\&\quad+(S\dot{\tau}T\cos\phi')^2-2S\dot{\tau}T^2\cos\phi'\cos\Delta_0\sin H_0\end{aligned}$$

$$\times (V_0 - M_0'\tan\Delta_0 - M_0\cot H_0)$$

$$\tan(A - A_0) = \frac{M_0T + S_1}{1 + (V_0 - M_0'\tan\Delta_0)T + S_2}$$

$$\tan\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{2}\right) = \frac{M_0'T + (1 - D + V_0T)\tan\Delta_0}{D + C} \quad (7.19)$$

其中 $\Omega_0^2 = (M_0\cos\Delta_0)^2 + (M_0')^2$ 是在 $t = t_0$ 时的站心角速度；A_0, Δ_0 表示在 t_0 时的站心位置；而 $S = \rho/R_0$，其中 R_0 是天体在 t_0 时的站心距离，ρ 是观测者的地心距离．这里 Z 是站心赝天顶距

$$\cos Z = \sin\phi'\sin\Delta + \cos\phi'\cos\Delta\cos H$$

其中 H 是站心时角 $\tau - A$，ϕ' 是观测者的地心纬度，$D = R(t)/R(t_0)$，$T = t - t_0$，$\dot\tau = 1.002739093 \times 15''/秒 \simeq 15''.0411/秒$，而 C, S_1 和 S_2 由下式给定：

$$C^2 = [1 + (V_0 - M_0'\tan\Delta_0T]^2 + M_0^2T^2$$
$$+ 2\{S_1M_0T + S_2[1 + (V_0 - M_0'\tan\Delta_0)T]\}$$
$$+ (S\cos\phi'\sec\Delta_0)^2\{(\dot\tau T)^2 + 2[1 - \cos(\tau - \tau_0)$$
$$- \dot\tau T\sin(\tau - \tau_0)]\}$$
$$S_1 = S\cos\phi'\sec\Delta_0[\sin H_0 + \dot\tau T\cos H_0 - \sin(\tau - A_0)]$$
$$S_2 = S\cos\phi'\sec\Delta_0[\cos H_0 - \dot\tau T\sin H_0 - \cos(\tau - A_0)]$$
$$(7.20)$$

相应于 t_0 和 t 的恒星时是 τ_0 和 τ．当然，如果我们令(7.19)和(7.20)式中的 $S \to 0$，那就还原为(3.32)式．

从以上论述，我们能推出下列公式，它们类似于(3.34)式

$$D = 1 + V_0T + (\Omega_0^2 + S\dot\tau^2\cos\phi'\cos\Delta_0\cos H_0)T^2/2$$

$$A = A_0 + M_0T + \Big[M_0M_0'\tan\Delta_0 - V_0M_0$$
$$+ \frac{S\dot\tau^2}{2}\cos\phi'\sec\Delta_0\sin H_0\Big]T^2$$

$$\Delta = \Delta_0 + M_0'T - 2(V_0M_0 + M_0'^2\sin\Delta_0\cos\Delta_0$$
$$+ S\dot{\tau}^2\cos\phi'\sin\Delta_0\cos H_0)T^2/2$$

把这些级数代入(7.7)式的上面一行，我们就能用六个量 S，A_0, Δ_0, V_0，M_0 和 M_0' 来推导理想标准坐标的公式。这六个量为确定轨道要素提供了一组完整的初始条件。

$$\xi = \Big\{E + M_0T$$
$$+ \frac{[2M_0(M_0'\tan\Delta_0 - V_0) + S\dot{\tau}^2\cos\phi'\sec\Delta_0\sin H_0]T^2}{2}\Big\}\cos\delta^*$$
$$- (E + M_0T)(E' + M_0'T)\sin\delta^*$$
$$\eta = E' + M_0'T$$
$$- \frac{[M_0^2\sin\Delta_0\cos\Delta_0 + 2V_0M_0' + S\dot{\tau}^2\cos\phi'\sin\Delta_0\cos H_0]T^2}{2}$$
$$+ \frac{(E + M_0T)^2}{2}\sin\delta^*\cos\delta^* \qquad (7.21)$$

其中 $E = A_0 - \alpha^*$ 和 $E' = \Delta_0 - \delta^*$，上两式精确到视场的二阶量。

由于 S 和 V_0 最初出现在 T^2 项系数中，只有当条纹是曲线时，它们才能被决定，星径曲率中的主项是 $(S \gtrsim 0.1)$

$$K \to (S\dot{\tau}^2\cos\phi'/\Omega^3)M_0'\sin H_0$$
$$+ M_0\sin\Delta_0\cos\Delta_0\cos H_0$$

这几乎总是小得难以测出。对于远距离目标 $(S \to 0)$ 主项是

$$K \to 2\left|\frac{V_0E}{\Omega}\sin\Delta_0\right|$$

这仍然是察觉不到的。

假定条纹是一条直线，(7.21)式能化为

$$\xi = (E\cos\delta^* - EE'\sin\delta^*) + [M_0\cos\delta^*$$

$$-(EM_0' + E'M_0)\sin\delta^*]T$$

$$\eta = \left[E' + \left(\frac{E}{2}\right)^2 \sin 2\delta^*\right] + (M_0' + EM_0\sin\delta^*\cos\delta^*)T \qquad (7.22)$$

现在已回答了我们起初的问题。观测点 $\{(\xi_n, \eta_n, t_n)\}$ 被用来以诸如最小二乘法之类过程来拟合上列方程。在(7.22)式右边的已知量是 δ^* 和 $\{T_n\}$，$T_n = t_n - t_0$，而四个未知量是 E, E', M_0 和 M_0'。

§7.6 底片重叠技术

§7.6.1 目的

假定我们有天球上同一区域的若干张底片[1)]，在这一天区有我们着意研究的对象(待测星)、已知其位置和自行的恒星(参考星)、许多其他恒星(场星)和各种非恒星天体的星象(小行星、行星、星系等)，假定每一张底片单独用下列形式的模型处理：

$$\begin{aligned} x_{mn} &= \sum_{i=0}^{I_n}\sum_{j=0}^{J_n}\sum_{k=0}^{K_n}\sum_{l=0}^{L_n} a_{ijkl}^n \xi_{mn}^i \eta_{mn}^j m_m^k c_m^l \\ y_{mn} &= \sum_{i=0}^{I_n'}\sum_{j=0}^{J_n'}\sum_{k=0}^{K_n'}\sum_{l=0}^{L_n'} b_{ijkl}^n \xi_{mn}^i \eta_{mn}^j m_m^k c_m^l \end{aligned} \qquad (7.23)$$

其中下标 $m = 1,2,3,\cdots,M$ 是星数，下标 $n = 1,2,3,\cdots,N$ 是底片数(取在历元 $\{t_n\}$)，(x_{mn}, y_{mn}) 是第 n 张底片上第 m 颗星的量度坐标(不一定是直角坐标)。$\{(\xi_{mn}, \eta_{mn})\}$ 是第

1) 所谓"底片"，我们是指天球上某部分的任何完整的像，不论是照相底片或电视摄像机的图像都无关紧要。

m 颗恒星在历元 t_n 的理想标准坐标。m_m 是第 m 颗恒星的星等，c_m 是第 m 颗恒星的色指数，$\{a^n_{ijkl}, b^n_{ijkl}\}$ 是底片常数. 注意除非以多项式的形式作为模型，否则这种假定不太可靠，(7.23)式完全是一般形式.

一旦由平差过程得到了底片常数的估计值，譬如说$\{A^n_{ijkl}, B^n_{ijkl}\}$，那么我们将利用待测星的量度值 (X_n, Y_n) 来转换模型，并得到它的标准坐标估计值 (Ξ_n, H_n). 最后，由转换心射图，我们得到它的赤道坐标的估计值. 如果只有参考星用于求底片常数的平差，那么(1)关于这些星我们将不会知道更多的东西；(2) 与其说我们在内插星等和颜色两项，不如说更像在外推它们，以及(3)我们将求得待测星位置的全部 N 个不同值. 这些值中至多有一个是正确的，而其余的将有误差. 利用平均，即

$$\Xi = \sum_{n=1}^{N} \frac{\Xi_n}{N} \qquad H = \sum_{n=1}^{N} \frac{H_n}{N}$$

将把偶然误差缩小到 $1/\sqrt{N}$，但不能缩小系统误差.

由于这一点是 Eichhorn(1960) 发明底片重叠技术的主要缘由之一，有必要对它稍作解释. 即使成像系统的几何结构已精确知道，量度仪的误差能确切模拟[因而(7.23)式包含了必要的和足够数量的参数，以及模型形式的不准不会系统地歪曲结果]，(7.23)式仍不是精确成立，不可避免的量度偶然误差，意味着(7.23)式左半边应写成

$$x_{mn} - X_{mn} =$$

$$y_{mn} - Y_{mn} =$$

其中 $X_{mn}(Y_{mn})$ 是 $x_{mn}(y_{mn})$ 的量度噪声. 我们的平差过程是寻求

$$R_{Plate}=\sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{M}(X_{mn}^2+Y_{mn}^2)$$

作为 $\{a_{ijkl}^n, b_{ijkl}^n\}$ 函数的极小值。

问题在于，因为存在 $\{X_{mn}, Y_{mn}\}$，即使每张底片拍摄的都是天球上同一区域，具有同样的切点，在同一成像系统上进行，用同一台量度仪测量等等，下列关系仍将不能成立。

$$A_{ijkl}^n=A_{ijkl}^{n'},\quad B_{ijkl}^n=B_{ijkl}^{n'},\quad n\neq n'$$

而这些差异，在计算 $\{\xi_n, \eta_n\}$ 时不会消除，这样，尽管待测星明显地在天球上有一个且只有一个位置，我们都不能求出它，并且每一组算得的标准坐标与 (E, H) 有系统的差异。

现在考虑这种情况，即我们不仅认为底片常数是未知的，而且认为所有在底片上成像天体的位置和自行都是未知的。此外，我们认为参考星有它们的星表位置 $\{\xi_{mh^m}^c, \eta_{mh^m}^c\}$，在历元 $\{t_{h^m}\}$，$h^m=1,2,3,\cdots,H^m$，（这是星表的有效历元），以此来约束条件方程。直觉上我们感到底片的"结合"将消除系统影响。此外，参考星的位置和自行是自动被计算的，而且，既然所有目标都用来求解，颜色和星等项就不是外推的。很明显，未知量的个数惊人地增大，问题的分析和计算像按指数律一般变得复杂和费时，而我们的最终收获可能是很小的。

当底片按中心椅角图样（图 14）或中心边缘图样（图 15）重叠时，这一技术的功能是更明显了。现在在每平方度里只要有较少的参考星，就能得到同样的精度，因为事实上重叠底片覆盖的整个天区是作为一张大底片来处理的。

§7.6.2 底片重叠方法的公式表示

为了合理地简化符号体系，我们去掉(7.23)式的星等和

颜色项，取 $I_n = I'_n = I$，$J_n = J'_n = J\ \forall n \varepsilon [1, N]$，并且忽略 $a^n_{ij} = f(\{b^n_{ij}\})$ 的可能性，其中 f 是某个函数。第一个假定仅仅是为了保持行文的简明。如果我们考虑 $I = \max_n(I_n, I'_n)$，$J = \max_n(J_n, J'_n)$，并且把由此而人为地引入的任何底片常数一律看为等于零，而不需平差，那么第二个假定就完全不是限制性的。最后的约束是有根据的，但为了取得分析的

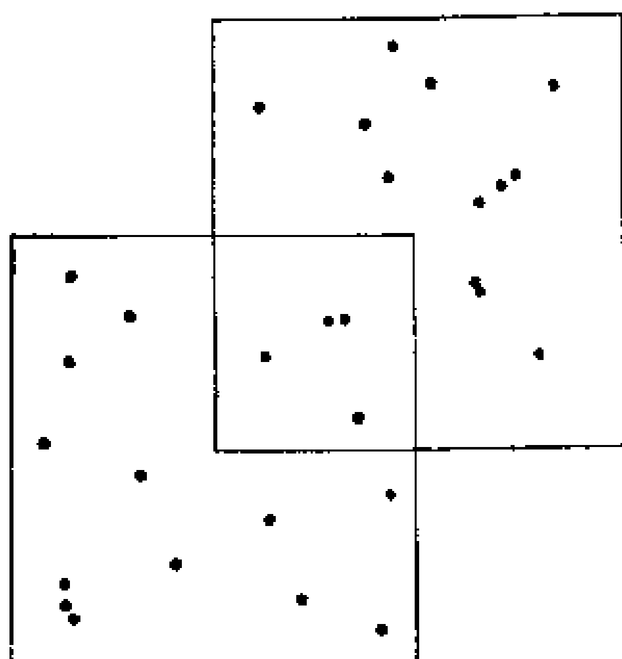


图 14　中心犄角重叠底片的图样

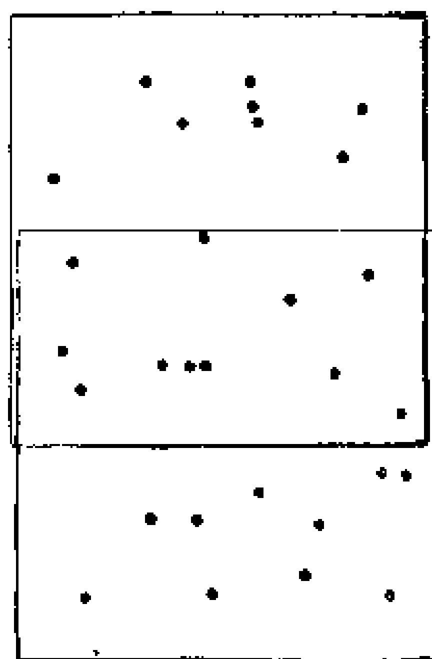


图 15　中心边缘重叠底片的图样

形式上的进展也是必需的。我们也假定每一张底片的标准坐标相对于同一切点。最后，令 μ^{ξ}_m 是第 m 颗恒星在 ξ 方向的自行，而 μ^{η}_m 是在 η 方向的相应量。如前所述，我们有总数为 N 张的不同底片和 M 颗不同恒星，底片以 n 记数，恒星以 m 记数，而且第 n 张底片是在 t_n 时拍摄的，t_n 相对于任一起始历元。在第 n 张底片上，仅有 M_n 颗不同恒星出现（场星加上参考星，以下我们忽略非恒星目标，因为它们对于讨论并不增添任何意义）。第 m 颗恒星出现在上面的不同底片的总数以 N_m 表示。最后，为了实现无约束求和，我们以下式定

义 P_{mn} 和 R_m

$$P_{mn}=\begin{cases}1 & \text{如果恒星}\ m\ \text{出现在底片}\ n\ \text{上}\\ 0 & \text{其它情况}\end{cases}$$

$$R_m=\begin{cases}1 & \text{如果恒星}\ m\ \text{是参考星}\\ 0 & \text{其它情况}\end{cases}$$

底片模型是

$$\xi_{mn}=\xi_m+\mu_m^\xi t_n=\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J}a_{ij}^n x_{mn}^i y_{mn}^j+\varepsilon_{mn}^\xi$$

$$\eta_{mn}=\eta_m+\mu_m^\eta t_n=\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J}b_{ij}^n x_{mn}^i y_{mn}^j+\varepsilon_{mn}^\eta$$

$$\forall m\varepsilon[1,M],\ \forall n\varepsilon[1,N]P_{mn}\neq 0 \tag{7.24}$$

(7.23)式的逆运算在下面讨论，由于取底片模型而引入的那部分残差为

$$R_{\text{Plate}}=\sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{M}P_{mn}[(\varepsilon_{mn}^\xi)^2+(\varepsilon_{mn}^\eta)^2]$$

另一部分残差起因于 m 号参考星在历元 $t=t_{h^m}$ 时的星表位置 $(\xi_{mh^m}^c,\eta_{mh^m}^c)$ 之间的差异,这些位置取自总数为 H^m 的不同星表,例如

$$\xi_m+\mu_m^\xi t_{h^m}=\xi_{mh^m}^c+E_{mh^m}^\xi$$

$$\eta_m+\mu_m^\eta t_{h^m}=\eta_{mh^m}^c+E_{mh^m}^\eta$$

$$h^m=1,2,3,\cdots,H^m$$

$$\forall m\varepsilon[1,M]\ni R_m\neq 0$$

因此，由于星表位置引起的残差部分为

$$R_{\text{ref}}=\sum_{m=1}^{M}R_m[(E_{mh^m}^\xi)^2+(E_{mh^m}^\eta)^2]$$

和

$$R = R_{plate} + R_{rel}$$

如果 $R_m = 0$，那么 $h^m = H^m = 0$，而且 $\xi^{\iota}_{mh^m}$、$\eta^{c}_{mh^m}$ 是不确定的。类似地，如果 $P_{mn} = 0$，x_{mn} 和 y_{mn} 是不确定的。

法方程由下式给出：

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial a^n_{ij}} &= 0 \\ \frac{\partial R}{\partial b^n_{ij}} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad \begin{aligned} n &= 1,2,3,\cdots,N \\ i &= 0,1,2,\cdots,I \\ j &= 0,1,2,\cdots,J \end{aligned}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial \xi_m} &= 0 \\ \frac{\partial R}{\partial \eta_m} &= 0 \\ \frac{\partial R}{\partial \mu^{\xi}_m} &= 0 \\ \frac{\partial R}{\partial \mu^{\eta}_m} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad m = 1,2,3,\cdots,M$$

只要认为若 $R_m = 0$ 于是有 $\sum_{h^m=1}^{H^m} f(h^m) = 0$，这些方程就能写成

$$\sum_{m=1}^{M} P_{mn}\left[\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J} a^n_{ij} x^{i+k}_{mn} y^{j+l}_{mn}\right] - \sum_{m=1}^{M} P_{mn}\xi_{mn} x^k_{mn} y^l_{mn} = 0$$

$$\sum_{m=1}^{M} P_{mn}\left[\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J} b^n_{ij} x^{i+k}_{mn} y^{j+l}_{mn}\right] - \sum_{m=1}^{M} P_{mn}\eta_{mn} x^k_{mn} y^l_{mn} = 0$$

$$n = 1,2,3,\cdots,N, \quad k = 0,1,2,\cdots I$$
$$l = 0,1,2,\cdots,J$$

$$- \sum_{n=1}^{N} P_{mn} \sum_{i=0}^{I} \sum_{j=0}^{J} a_{ij}^{n} x_{mn}^{i} y_{mn}^{j} + \xi_m (N_m + H^m)$$

$$+ \mu_m^{\xi} \left(\sum_{n=1}^{N} P_{mn} t_n + \sum_{h^m=1}^{H^m} t_{h^m} \right)$$

$$= \sum_{h^m=1}^{H^m} \xi_{mh^m}^{c}$$

$$- \sum_{n=1}^{N} P_{mn} \sum_{i=0}^{I} \sum_{j=0}^{J} b_{ij}^{n} x_{mn}^{i} y_{mn}^{j} + \eta_m (N_m + H^m)$$

$$+ \mu_m^{\eta} \left(\sum_{n=1}^{N} P_{mn} t_n + \sum_{h^m=1}^{H^m} t_{h^m} \right)$$

$$= \sum_{h^m=1}^{H^m} \eta_{mh^m}^{c}$$

$$- \sum_{n=1}^{N} P_{mn} t_n \sum_{i=0}^{I} \sum_{j=0}^{J} a_{ij}^{n} x_{mn}^{i} y_{mn}^{j}$$

$$+ \xi_m \left(\sum_{n=1}^{N} P_{mn} t_n + \sum_{h^m=1}^{H^m} t_{h^m} \right)$$

$$+ \mu_m^{\xi} \left(\sum_{n=1}^{N} P_{mn} t_n^2 + \sum_{h^m=1}^{H^m} t_{h^m}^2 \right)$$

$$= \sum_{h^m=1}^{H^m} \xi_{mh^m}^{c} t_{h^m}$$

$$- \sum_{n=1}^{N} P_{mn} t_n \sum_{i=0}^{I} \sum_{j=0}^{J} b_{ij}^{n} x_{mn}^{i} y_{mn}^{j}$$

$$+\eta_m\left(\sum_{n=1}^{N}P_{mn}t_n+\sum_{h^m=1}^{H^m}t_{h^m}\right)$$

$$+\mu_m^{\eta}\left(\sum_{n=1}^{N}P_{mn}t_n^2+\sum_{h^m=1}^{H^m}t_{h^m}^2\right)$$

$$=\sum_{h^m=1}^{H^m}\eta_{mh^m}^{t}t_{h^m}\qquad m=1,2,3,\cdots,M$$

这完成了问题的分析表达.

解正态方程 我们已注意到正态方程是线性的.因此,能够应用解这类方程的常规方法. 由于,它们的阶是 $2N(I+1)\cdot(J+1)+4M$,很可能就会出现数千个未知数. 如果采用中心边缘或中心犄角型的方法,方程的矩阵是"带状-边界"型的,因而可用特殊的解法. 如果我们乐意用迭代得到解,问题就能简化. 有兴趣的读者将可查阅 Googe(1967), Eichhorn, Googe 和 Gatewood (1967), Googe,Eichhorn 和 Lukac (1970), Eichhorn 和 Russell (1976), Heide (1978) 以及 Jeffreys(1979) 的著述.

作为(7.23)式的底片模型的逆运算(7.24)式的底片模型是必须计算的. 尽管(7.24)式是不严格的, 但是与之相应的另一式模型过于复杂,而不能作分析推导或数值运算.

另一种说明 上面介绍的方案是在天体测量学上所应用的一种. 这里时间间隔是长的(10—50 年),并可预期达到最大限度的高精度. 读者也许会感到惊讶, 这一方法竟然也能用于其他短时间间隔的问题. 譬如说观测一颗高速人造卫星(商业电视摄像机以 1/30 秒的重复率运行), 那么(7.24)式仍能高效地应用. 在这种情况下, 星体位置可参考于某一易

于计量的历元，如当天的 0^hET，而自行 μ^δ 和 μ^α 可以当作星体视位置达贝塞尔日数随时间改变而引起的位移。由于 A, B, C, D 和 E 的每时变率是小的，通常小于 0.″01/小时，这就导致在更复杂和精确的底片模型中能精确地计算视位置。

第八章　天体力学

表面上天体力学是一门特别简单的学科.(8.1)式表征了它的物理特性,并不复杂. 然而,人们仍选择各种各样无解、不完全解或者数值方法难以对付的问题而化费毕生的精力. 新的课题(人造卫星)、新的观测方法(雷达和激光)、新的理论(广义相对论的各种形式和各种行星模型)以及新的计算手段(大型快速数字电子计算机和代数控制器)已使其成为具有新活力的学科. 这一点现在是十分清楚的了. 这里讨论的是天体力学的基本概念和基本技术. 包括二体问题和基本的摄动理论. 初始轨道的建立和轨道的精确化(微分改正)可认为是极富技巧性的课题. 因此,这些课题就省略了.

§8.1　引　　力

动力天文学的物理机制包含了牛顿三大运动定律和牛顿引力定律. 三大运动定律是:

1. 若没有外力作用,则每一物体保持其静止或匀速运动状态,直到受外力作用而改变状态.
2. 动量 $\mathbf{p}=m d\mathbf{r}/dt=m\mathbf{v}$ 的变化率等于外力 $\mathbf{F}$,通常写成 $\mathbf{F}=m\mathbf{a}$,其中 $\mathbf{a}$ 是加速度,
$$\mathbf{a}=d\mathbf{v}/dt=d^2\mathbf{r}/dt^2.$$
3. 对于每一个作用力,存在一个大小相等、方向相反的反作用力.

牛顿引力定律是:

4. 宇宙间每一质点吸引任一其他质点，其引力与它们的质量积成正比,与它们的距离平方成反比,而方向则沿两者的联线。

此比例常数用规范符号 G 表示,其值依赖于质量、长度和时间的单位, $G = 6.672 \times 10^{-8}$ 厘米^3/(克 · 秒^2)。

牛顿引力定律的数学公式是

$$\mathbf{F}_{ij} = -\frac{Gm_i m_j(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} \tag{8.1a}$$

其中 m_i, m_j 为二质点的质量， $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{r}_j$ 为两质点的位置矢量, $\mathbf{F}_{ij}$ 是质点 m_j 对质点 m_i 的引力。 根据牛顿第三运动定律

$$\mathbf{F}_{ji} = -\mathbf{F}_{ij} \tag{8.1b}$$

又由牛顿第二运动定律

$$\mathbf{F}_{ij} = \frac{m_i d^2\mathbf{r}_i}{dt^2} \tag{8.1c}$$

由一组位于 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \cdots, \mathbf{r}_N$ 质量为 $m_1, m_2, \cdots, m_N$ 的质点构成的质点组作用于另一个质量为 m， 位于 $\mathbf{r}$ 的质点上引力是(8.1a)式所表示的单个引力的矢量和:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -Gm \sum_{n=1}^{N} \frac{m_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|^3}$$

若质点分布足够密,以致于可用连续密度 ρ 表示,则可用积分代替求和，即

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -Gm \int \frac{\rho(\mathbf{r}')(\mathbf{r} - \mathbf{r}')d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

积分遍及 ρ 不为零的整个体积之内， 同时因为 $\nabla(1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = -(\mathbf{r} - \mathbf{r}')/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3$,则力可写成

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -m\nabla U(\mathbf{r}) \tag{8.2a}$$

这里

$$U(\mathbf{r}) = -G\int \frac{\rho(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{8.2b}$$

叫做质量分布势。

由于牛顿引力定律定义的是质点间的引力，而太阳系的天体并不是点质量,因此必须计算 $\mathbf{F}(\mathbf{r})$，至少要对物质的球状对称分布进行计算. 既然(8.2b)式的势是一标量， 利用此式是容易计算的，然后再计算(8.2a)式。

§8.1.1 势函数的展开

使用(8.2b)式和

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = 4\pi\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}\frac{r_<^l}{r_>^{l+1}}\frac{Y_{lm}^*(\theta',\phi')Y_{lm}(\theta,\phi)}{2l+1} \tag{8.3}$$

这里 $r_<$ 是$|\mathbf{r}|$和$|\mathbf{r}'|$中的较小者,而 $r_>$ 是其中的较大者; θ 和 ϕ(θ' 和 ϕ')是 $\mathbf{r}(\mathbf{r}')$ 的余纬度和经度,Y_{lm} 是一个球谐函数:

$$Y_{lm}(\theta,\phi) = \left[\frac{2l+1}{4\pi}\frac{(l-m)!}{(l+m)!}\right]^{\frac{1}{2}}P_l^m(\cos\theta)e^{im\phi}$$

其中 P_l^m 是联合勒让德函数

$$P_l^m(x) = \frac{(-1)^m(1-x^2)^{\frac{m}{2}}}{2^l l!}\frac{d^{m+l}}{dx^{m+l}}(x^2-1)^l$$

(8.3) 式中星号的意义是复数共轭. 球谐函数是在单位球上一组基函数的正交集:

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} Y_{lm}^*(\theta,\phi)Y_{l'm'}(\theta,\phi)\sin\theta d\theta d\phi = \delta_{ll'}\delta_{mm'}$$

在体积 V 之外密度为零,$|\mathbf{r}|$是$|\mathbf{r}|$和$|\mathbf{r}'|$中的大者,用(8.3)式代入(8.2b)式，则有

$$U(\mathbf{r}) = -G \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} \frac{\rho_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)}{|\mathbf{r}|^{l+1}}$$

其中

$$\rho_{lm} = \frac{4\pi}{2l+1} \int_V |\mathbf{r}'|^l Y_{lm}^*(\theta', \phi')\rho(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' \qquad (8.4)$$

这个结果完全是一般性的。

如果质量分布是球对称的(亦即 $\rho(\mathbf{r}') = \rho(|\mathbf{r}'|)$，仅有 ρ_{00} 不为零：

$$\rho_{00} = \sqrt{4\pi}\, M$$

$$M = \int_V \rho(|\mathbf{r}'|)d\mathbf{r}' = 4\pi \int_0^R r^2 \rho(r)dr$$

则 $[Y_{00} = 1/(4\pi)^{\frac{1}{2}}]$ 势恰是

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{GM}{|\mathbf{r}|}$$

这里M是半径为R的球内的总质量。因此，对于一阶而言，由太阳、行星以及它们的卫星所作用的外部引力和假定它们的质量集中于中心的情况相同。

一般地，(8.4)式的三个 $l=1$ 的项对U的贡献为

$$-\frac{GM}{|\mathbf{r}|^3}\mathbf{r} \cdot \int_V \frac{\mathbf{r}'\rho(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'}{M}$$

这个积分定义了由 $\rho(\mathbf{r}')$ 给出其物质分布的物体的质量中心的位置。如果坐标系原点定于此点，这个积分为零。我们还须证明运动方程(8.1)式在这个新坐标系中仍是正确的。这说明于下。

(8.4)式中 $l=2$ 项的和可以简洁地写成

$$-\frac{G}{2|\mathbf{r}|^5}\{\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}\,\mathrm{Tr}(\mathbf{I}) - 3\mathbf{r}\cdot\mathbf{I}\cdot\mathbf{r}\}$$

其中 $\mathbf{I}$ 是质量分布惯量矩张量，即

$$\mathbf{I}=\int \rho(\mathbf{r}')(\mathbf{r}'\cdot\mathbf{r}'\mathbf{1}-\mathbf{r}'\mathbf{r}')d\mathbf{r}'$$

至多只要三次旋转就可把 $\mathbf{I}$ 化为对角型。这组轴叫做主轴，如果这样做以及还限定形状为旋转椭球体，则有

$$U(\mathbf{r})=-\frac{GM}{r}\left\{1-\left[\frac{(C-A)}{Mr^2}P_2(\sin\delta)\right]\right\}$$

$$+(l=3,4,\cdots\text{项})$$

其中 A 和 C 是赤道和极的惯量矩，$P_2=P_2^0$ 是二阶勒让德多项式 $[P_2(x)=(3x^2-1)/2]$，δ 是 $\mathbf{r}$ 的纬度，$(C-A)/Ma^2$ 通常用 J_2 表示，其中 a 为赤道半径。若物质为球状分布，它的势的完全表达式为

$$U(\mathbf{r})=-\frac{GM}{r}\left[1-\sum_{l=2}^{\infty}\frac{J_lP_l(\sin\delta)}{r^l}\right] \tag{8.5}$$

其中 r 以 a 为单位计量。对于地球，$J_2=1.08263\times10^{-3}$，$J_3=-2.54\times10^{-6}$ 和 $J_4=-1.61\times10^{-6}$。高阶项并不是随着阶数的增加而引人注目地减少，而且 $m\neq0$ 项与 J_2^2 项同一量级。因此是否可忽略这些项与天体的距离关系较大而与地球近似于球体的性质关系较小。

例 8.1 一种普通的人造卫星轨道是准同步轨道。这些卫星有着近似的圆轨道，对于地球赤道的倾角很小，周期非常接近于一个平恒星日。一个不动卫星具有圆轨道，轨道平面位于赤道面上，其周期是准确的一个平恒星日。一个地球同步卫星（或同步卫星）其周期是一个平恒星日。同步卫星的轨道半径的计算应包含 J_2 项的影响。对于地球而言 $GM=3.986005\times10^{14}$ 米^3/秒^{2}和 $a=6378.140$ 千米。

在 $\delta=0$ 时，利用 (8.2a) 和(8.5)式计算力，这导致

$$\left.\frac{\partial U}{\partial r}\right|_{\delta=0} = +\frac{GM}{a}\left(\frac{a}{r}\right)^2\left[1+\frac{3}{2}J_2\left(\frac{a}{r}\right)^2\right]$$

因为轨道为圆形，向心加速度为 v^2/r，这里 v 是线性切向速度，我们该做的一切就是令此式与单位质量上的力相等。然而，$v = 2\pi r/P$，这里 P 是周期，因此（$R = r/a$）有

$$R^3 = \left(\frac{GMP^2}{4\pi^2 a^3}\right)\left[1+\frac{3}{2}\frac{J_2}{R^2}\right]$$

最后，P = 一个平恒星日 = $23^h56^m04^s.09054 = 86164^s.09054$。如果 $J_2 = 0$，则

$$R = R_0 = 6.6107316 \text{ 或 } 42164.17 \text{ 千米}$$

用逐次逼近法解 R，初值为 R_0，结果为

$$R = R_2 = 6.6108135 \text{ 或 } 42164.69 \text{ 千米}$$

如果仅仅是 $J_2 \neq 0$，则轨道能在旋转椭球体的赤道平面上用椭圆函数以显函数的形式求出。结果并不十分清晰和明确（Milnes，1973）。一旦 J_4 包含在内或运动脱离赤道，就不再有解析解了，必须依靠运动方程的数值积分或者用摄动理论。

§8.1.2 N体问题

动力天文学的主要课题和成就是太阳系的问题。在这种情况下，我们必须同时处理多个天体的运动，这被称作N体问题。对于太阳系的有意义和精确的研究，N应至少为3（太阳、地球和月亮；太阳、木星和土星；太阳、木星和小行星或彗星；地球、月亮和人造卫星等等）。

从(8.1)式导出的运动方程是

$$m_i\ddot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{F}_i = \sum_{j=1}^{N}{}' \mathbf{F}_{ij} = -Gm_i \sum_{j=1}^{N}{}' \frac{m_j(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3}$$

其中求和号上加符号"′"是表示并不包括 $j=i$ 这一项. 有 $\sum_{i=1}^{N} m_i\ddot{\mathbf{r}}_i = 0$，因此 $\sum_{i=1}^{N} m_i\dot{\mathbf{r}}_i$ 是一个运动常数。但是质心位置是由下式给出：

$$\mathbf{R} = \frac{\sum_{k=1}^{N} m_k\mathbf{r}_k}{\sum_{i=1}^{N} m_i}$$

由此表明，质心是以匀速沿直线移动. 因而质心参考架是一个惯性架. 这表明(8.4)式中去掉 $i=1$ 项是合理的.

根据这一事实并取 $\boldsymbol{\rho}_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{R}$ 就能导出新的运动方程：

$$m_i\ddot{\boldsymbol{\rho}}_i = -Gm_i \sum_{j=1}^{N}{}' \frac{m_j(\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_j)}{|\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_j|^3}$$

这些方程具有作为运动常数的能量：

$$\sum_{i=1}^{N} \frac{m_i}{2} \dot{\boldsymbol{\rho}}_i \cdot \dot{\boldsymbol{\rho}}_i + V$$

其中总势能是

$$V = -G\sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N}{}' \frac{m_i m_j}{|\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_j|}$$

有另一个运动积分，其量为

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^{N} m_i\boldsymbol{\rho}_i \times \dot{\boldsymbol{\rho}}_i$$

$\mathbf{J}$ 是系统的总角动量，一般来说，这 10 个积分是所能求得的全部积分，因而对于 $6N$ 维问题的解并不是充分的. 当 $N=2$，问题就变为能求出全部积分并有精确解。

§ 8.1.3 二体问题

不讨论两个天体在质心参考架里的运动，而讨论两个天体的相对运动，这是最简单的。若两个天体分别具有质量 m 和 M，且分别在质心参考架中位于 $\mathbf{r}$ 和 $\mathbf{R}$，则

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{GmM(\mathbf{r}-\mathbf{R})}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|^3} \quad \text{并有} \quad (m\mathbf{r}+M\mathbf{R}) = 0$$

或用

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{\mu\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \qquad \mu = \frac{GM^3}{(m+M)^2} \tag{8.6}$$

描述相对运动。由于角动量守恒，这就意味着 $\mathbf{L}=\mathbf{r}\times\dot{\mathbf{r}}$ 是常数。因为 $\mathbf{r}\cdot\mathbf{L}=0$，运动是在一个平面上(不变平面)，此平面的法线是在 $\mathbf{L}$ 方向。$\mathbf{L}$ 可写成

$$\mathbf{L} = L\begin{bmatrix} \sin\Omega\sin i \\ -\cos\Omega\sin i \\ \cos i \end{bmatrix}$$

其中 $\mathbf{L}$ 的大小是 L，角度 i 和 Ω 定出了它的方向，i 称为倾角，Ω 为升交点的经向角*。这些量确定了轨道平面相对于某一参考平面的方向，见图 16，通常参考平面是黄道面或天赤道面。最后，根据矢量叉乘的基本性质，得出 L 是矢径所扫过的面积的二倍。这就证明了开普勒第二定律。

由于在同一平面内运动，故用极坐标 $r=|\mathbf{r}|$ 和 θ 表示(8.6)式为

$$\ddot{r}-r\dot{\theta}^2 = \frac{-\mu}{r^2} \qquad \frac{d(r^2\dot{\theta})}{dt} = 0 \tag{8.7}$$

---

* 若参考平面为黄道面则为黄经，若为赤道面则为赤经。在以下的讨论中一般都称黄经。——校者注

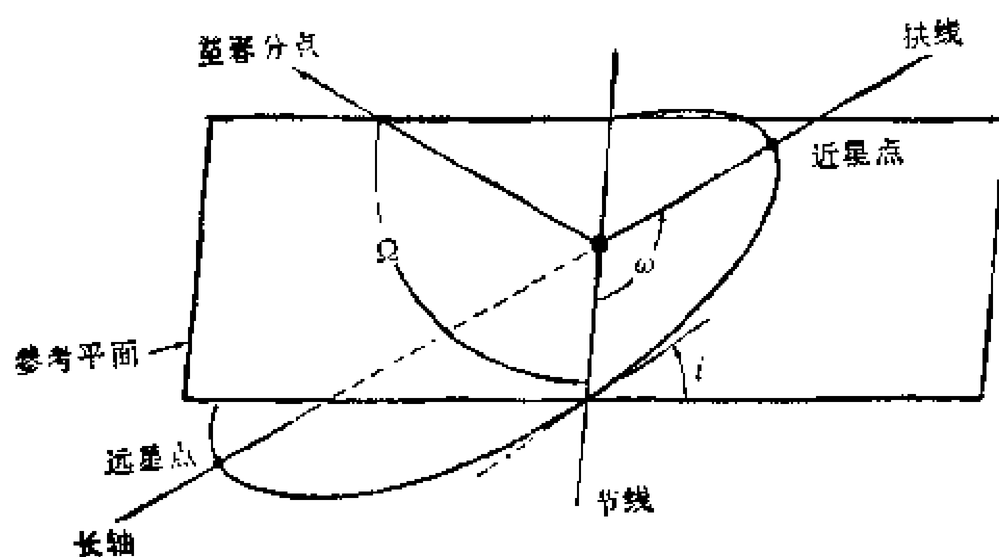


图16　轨道的定向

根据上述讨论，可认为 $r^2\dot{\theta}=L$．如果在径向运动方程中把 $\dot{\theta}$ 化为 θ，并以之作为独立变量，用 $1/\mu$ 替代 r，这样轨道方程就为

$$\frac{d^2u}{d\theta^2}+u=\frac{\mu}{L^2}$$

这方程的解恰好是 $u=A\cos(\theta-\omega)+\mu/L^2$，其中 A 和 ω 是二个积分常数．以 r 回代并与原点在一个焦点上的二次曲线的极方程比较可得

$$r=\frac{a(1-e^2)}{1+e\cos(\theta-\omega)} \tag{8.8}$$

我们可看到轨道是一个二次曲线，半长轴为 a，偏心率为 e，这就证明了开普勒第一定律．L，a 和 e 的关系为

$$L^2=\mu a(1-e^2)$$

角度 ω 称为近星点角距．它规定了二次曲线主轴相对于方位坐标 θ 的原点的方向．这在图 16 中也已标明．角度 $v=\theta-\omega$ 称为真近点角．$\omega+\Omega$ 则称作近星点黄经．

以下求解运动的时间因变量．通过能量守恒方程是最易

达到的。回到(8.7)式并消去 $\dot{\theta}=L/r^2$ 则有

$$\ddot{r}=-\frac{\mu}{r^2}+\frac{L^2}{r^3}=\frac{d}{dr}\left(\frac{\mu}{r}-\frac{L^2}{2r^2}\right)$$

用 $\dot{r}$ 相乘可积分得

$$\frac{\dot{r}^2}{2}+\frac{L^2}{2r^2}-\frac{\mu}{r}=\mathscr{E}$$

这里 $\mathscr{E}$ 是每单位质量的能量。从(8.8)式可看出，若 $\theta=\omega$，则径向速度为零，这时 $r=a(1-e)$(在最接近主星的点，即近星点上)，或者若 $\theta=\omega+\pi$，则 $r=a(1+e)$（在与主星最远距离的点，即远星点上)。在上述二种情况中任一情况下，由

$$\dot{r}^2+\frac{L^2}{r^2}=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right)$$

可有

$$\mathscr{E}=-\mu/2a$$

如果引入偏近点角 E，它满足

$$r=a(1-e\cos E) \tag{8.9}$$

那么，能量守恒方程可改写成如下形式：

$$(1-e\cos E)dE=ndt$$

量 $n=(\mu/a^3)^{1/2}$ 称为平均运动。对上述方程直接积分有

$$E-e\sin E=n(t-T)\equiv M \tag{8.10}$$

这就是开普勒方程。常数 T 相应于 $E=v=M=0$，即通过近星点的瞬间，M称为平近点角，$\omega+\Omega+M$ 称为平黄经($\omega+\Omega+v$ 称为真黄经)。随着 t 由 T 增加到 $T+P$（这里 $nP=2\pi$)，E，v 和 M 从 0 增加到 2π，因此 P 是运动周期，但是

$$\frac{4\pi^2 a^3}{p^2} = \mu \tag{8.11}$$

对太阳系的每个行星 P 而言 $\mu_p = GM_\odot^3/(m_p + M_\odot)^2 \simeq GM_\odot$，这就导出了开普勒的第三定律，也就求出了二体问题的完整解，用六个轨道要素 a, e, i, Ω, ω 和 T 表示。

在原始坐标系中，位置和速度由下式获得：

$$\mathbf{r} = S\mathbf{q}, \quad \dot{\mathbf{r}} = S\dot{\mathbf{q}} \tag{8.12}$$

其中矩阵 S 由下式给出：

$$S = R_3(-\Omega)R_1(-i)R_3(-\omega)$$

$$= \begin{bmatrix} \cos\Omega\cos\omega - \sin\Omega\sin\omega\cos i & -\cos\Omega\sin\omega - \sin\Omega\cos\omega\cos i & -\sin\Omega\sin i \\ \sin\Omega\cos\omega + \cos\Omega\sin\omega\cos i & -\sin\Omega\sin\omega + \cos\Omega\cos\omega\cos i & -\sin\Omega\sin i \\ \sin\omega\sin i & \cos\omega\sin i & \cos i \end{bmatrix} \tag{8.13}$$

而在平面上位置和速度是：

$$\mathbf{q} = r\begin{pmatrix} \cos v \\ \sin v \\ 0 \end{pmatrix} = a\begin{bmatrix} \cos E - e \\ \sqrt{1-e^2}\sin E \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\dot{\mathbf{q}} = \frac{na}{(1-e^2)^{1/2}}\begin{pmatrix} -\sin v \\ e + \cos v \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{na^2}{r}\begin{bmatrix} -\sin E \\ (1-e^2)^{1/2}\cos E \\ 0 \end{bmatrix} \tag{8.14}$$

近点角之间的相互关系　各近点角之间存在着多种有用的关系。下面给出一些比较重要的关系式，但不给证明。

$$1 \pm \cos v = \frac{(1 \mp e)(1 \pm \cos E)}{1 - e\cos E}$$

$$\tan\left(\frac{v}{2}\right) = \left(\frac{1+e}{1-e}\right)^{1/2} \tan\left(\frac{E}{2}\right)$$

$$\cos v = \frac{\cos E - e}{1 - e\cos E} \tag{8.15}$$

$$\sin v = \frac{(1-e^2)^{1/2}\sin E}{1 - e\cos E}$$

$$1 + e\cos v = \frac{1-e^2}{1+e\cos E}$$

§8.1.4 按偏心率幂次的级数展开

当偏心率小时，r，v 等按 e 的幂次展开成级数是经常使用的。下面给出展开至 e 的四阶项的公式，这是比较有用的公式，但仍不给出证明。

$$E = M + e\sin M + \frac{e^2}{2}\sin 2M$$

$$+ \frac{e^3}{8}(3\sin 3M - \sin M)$$

$$+ \frac{e^4}{6}(2\sin 4M - \sin 2M)$$

$$E = v - e\sin v + \frac{e^2}{4}\sin 2v$$

$$- \frac{e^3}{12}(\sin 3v + e\sin v)$$

$$+ \frac{e^4}{32}(\sin 4v + 4\sin 2v)$$

$$v = M + 2e\sin M + \frac{5}{4}e^2\sin 2M$$

$$
\begin{aligned}
&+\frac{e^3}{12}(13\sin 3M-3\sin M)\\
&+\frac{e^4}{96}(103\sin 4M-44\sin 2M)\\
v=\ &E+e\sin E+\frac{e^2}{4}\sin 2E\\
&+\frac{e^3}{12}(\sin 3E+3\sin E)\\
&+\frac{e^4}{32}(\sin 4E+4\sin 2E)\\
\frac{r}{a}=\ &1-e\cos M-\frac{e^2}{2}(\cos 2M-1)\\
&-\frac{3e^3}{8}(\cos 3M-\cos M)\\
&-\frac{e^4}{3}(\cos 4M-\cos 2M) \qquad\qquad (8.16)\\
\frac{r}{a}\cos v=\ &\cos M+\frac{e}{2}(\cos 2M-3)\\
&+\frac{3}{8}e^2(\cos 3M-\cos M)\\
&+\frac{e^3}{3}(\cos 4M-\cos 2M)\\
&+\frac{5e^4}{384}(25\cos 5M-27\cos 3M+2\cos M)\\
\frac{r}{a}\sin v=\ &\sin M+\frac{e}{2}\sin 2M\\
&+\frac{e^2}{8}(3\sin 3M-5\sin M)
\end{aligned}
$$

$$+\frac{e^3}{12}(4\sin 4M-5\sin 2M)$$

$$+\frac{e^4}{384}(125\sin 5M-153\sin 3M-22\sin M)$$

以上这些和另一些类似的表达式是无穷级数截断所得到的，这类级数当 $e<0.6627434$ 的时候通常均是收敛的.

例 8.2 国际紫外探测者 (International Ultraviolet Explorer) 卫星的轨道要素如下，在 $171^d_.9556102$，1979ET，$n=1.00225428$ 周/日，$e=0.2377681$，$i=28^\circ_.3150$，$\Omega=197^\circ_.2084$，$\omega=267^\circ_.7986$，而此时的 $M=M_0=65^\circ_.0710$. 倾角和升交点黄经都相对于天赤道. 计算 $172^d2^h22^m0^s$ 1979ET 的地心位置.

和(8.10)式不同，对于某个任意确定的时刻 t_0 的平近点角以下列形式给出：

$$M=n(t-t_0)+M_0 \tag{8.17}$$

显然以 t_0 和 M_0 来表示等价于以 T 来表示. 用 $t=172^\circ_.0986111$ 代入(8.17)式，就有 $M=65^\circ_.0710+51^\circ_.5964=116^\circ_.6674$. 接着需要通过解开普勒方程计算相对应的偏近点角. 最好的方法是牛顿法，即用下式计算：

$$E_n=E_0-\frac{(E_0-e\sin E_0-M)}{1-e\cos E_0}$$

这里的 E_0 是 E 的一个初值，E_n 是新的估值. 若 E_n 和 E_0 之间的差异甚大，以 E_n 作为 E_0 继续进行迭代. 无论 $E_0=M$ 或者(8.16)式中 $E(M)$ 展开式的头几项都能作为出发点. 当使用 $E_0=M$，则 E_n 可得下列值：$127^\circ 6675$，$127^\circ 4785$ 和 $127^\circ_.4784$. 下一步是用(8.15)式第二行的公式计算真近点角，而第三、四行的公式是用于确定 v 的象限. v 值的结果是

$v=137.^{\circ}6699$。这样就能用(8.14)式计算 $\mathbf{q}$,$\mathbf{q}^T=(-5.59600,5.09735,0)$,这里的距离单位是参考椭球体的半长轴(6378.140千米)。当取距离单位为此值，时间单位为平太阳日时 $\mu=11467.88$，例如 $a=6.61286$ 和 $r=7.56956$ (48279.7千米)。

(8.13)式的旋转可以换一种写法,即

$$\mathbf{r}=S\mathbf{q}=r\begin{bmatrix}\cos\Omega\cos u-\sin\Omega\cos i\sin u\\ \sin\Omega\cos u+\cos\Omega\cos i\sin u\\ \sin i\sin u\end{bmatrix}\qquad(8.18)$$

其中 $u=v+\omega$ 是升交角距,但是 $\mathbf{r}^T=r(\cos\delta\cos\alpha,\cos\delta\sin\alpha,\sin\delta)$ 并且(8.18)式的三角运算可直接给出 α 和 δ

$$\alpha=\Omega+\tan^{-1}(\cos i\tan u)$$
$$\delta=\sin^{-1}(\sin i\sin u)\qquad(8.19)$$

在此例中

$$\alpha=15^h56^m07.^s9 \quad 和 \quad \delta=+19^\circ45'46''$$

这个计算可作为例4.3作更精确计算的基础。上述结果与在所求时刻的实际地心坐标($r=48776.7$ 千米,$\alpha=15^h56^m06.^s6$，$\delta=+19^\circ45'40''$) 之间的差异产生于：(1) 推导轨道要素所用的天文常数与本书所用常数稍有差异，(2) 忽略了 $t-t_0$ 时间间隔内的总岁差和章动。更重要的是(3)忽略了地球扁率的摄动和日月摄动。

§8.1.5 太阳系问题

在讨论太阳系天体时,三个角 i，ω和Ω是相对于黄道而言,并非相对于天赤道,要得到相对于天赤道的坐标，就需进行一次由黄赤交角产生的旋转。这样，从(2.9)式和(8.12)式得到

$$\mathbf{r}_{eq} = R_1(-\varepsilon)\mathbf{r}_{ecl} = R_1(-\varepsilon)S\mathbf{q} \qquad (8.20)$$

例 8.3 计算 51 号小行星 Nemausa 在 1980 年 12 月 12 日 0^hET 的直角日心黄道和赤道坐标，给定

$a = 2.3660814$ 天文单位 $\Omega = 175.^\circ 64802$

$e = 0.0662452$ $M_0 = 156.^\circ 87554$

$i = 9.^\circ 97035$ $t_0 = 1979$ 年 11 月 23 日 0^hET

$\omega = 1.^\circ 30394$

三个角 i, Ω, ω 均相对于 1950.0 的赤道和春分点。

用儒略日期(2,444,201 和 2,444,586)计算天数或记住 1980 年是闰年逐直计算天数，所得时间间隔是 385 天。设 a 以天文单位为单位，$P = 1.00004027a^{3/2} \times$ 回归年 $= 1329.361$ 天，平均运动是 $n = 2\pi/P = 0.^\circ 270807$/天。平近点角的变化是 $104.^\circ 26061$，因此可得 $E = 257.^\circ 43154$ 和 $\nu = 253.^\circ 75068$。这样，用(8.18)和(8.20)式计算，有

$$\mathbf{r}_{ecl} = \begin{bmatrix} 0.790535 \\ 2.230416 \\ -0.401508 \end{bmatrix} \quad \text{和} \quad \mathbf{r}_{eq} = \begin{bmatrix} 0.790535 \\ 2.206018 \\ 0.519083 \end{bmatrix}$$

这里距离单位是天文单位，所用黄赤交角是 1950.0 值。如果要求出(地心或日心的)赤经和赤纬，就要对于上述给定的日心位置或例 4.6 中的地心位置计算总岁差的影响。

轨道面的岁差 在实际工作中，难得需要计算轨道根数受总岁差影响的严格公式。反之，以适当的球面三角形的较差关系为依据导出的近似公式已经足够。设 i, Ω, ω 是相对于黄道的轨道倾角、升交点黄经和近日点角距，则有

$$\begin{aligned} \Omega_f &= \Omega_i + a - b\sin(\Omega_i + c)\cot i_i \\ \omega_f &= \omega_i + b\sin(\Omega_i + c)\csc i_i \qquad (8.21) \\ i_f &= i_i + b\cos(\Omega_i + c) \end{aligned}$$

这些量支配着它们由岁差引起的变化。其中 a, b, c 已在(3.56)式中引入。

如果基本参考平面是天赤道而不是黄道，那么这三个角的变化率由下列公式给出:

$$\frac{d\Omega}{dt} = m - n\cos\Omega\cot i$$
$$\frac{d\omega}{dt} = -n\cos\Omega\csc i \qquad (8.22)$$
$$\frac{di}{dt} = -n\sin\Omega$$

这里 m, n 是总的赤经岁差和赤纬岁差的速率[参看(3.10)和(3.12)式]。这两种情况下只要用右边量的中间值并进行迭代就能得到更高的精度。

三体问题　太阳系的边界把天体力学的应用划分成不同的范围。星团和星系的结构与演化的研究方法，从概念和应用上都和太阳系内所用的方法不同。(双星系统已成功地运用二体问题来处理并且为牛顿引力理论的普遍性提供了确切的证明。)三体问题在太阳系内主要的应用是月亮绕着地球在地-月-太阳系统中的运动；行星在木星-行星-太阳系统中的运动；木-土-太阳系统的运动以及人造卫星在卫星-月亮-地球系统中的运动。不论是木星或是太阳的巨大质量，还是天体与主星距离甚近都必须考虑作为三体问题处理。正因为这是不能解的，只能用专门的方法取得分析方面的进展。Szebenheley (1967) 的优秀著作是值得参考的。

§8.2　摄动理论

我们既不能用分析方法解决天体力学的实际问题，也不

能用最简单的解析式逼近它们．只有理想的二体问题才满足于完全显性的处理，然而几乎整个太阳系（以及双星）这类引人注意和重要的问题能用理想的二体问题来逼近．那么能否用开普勒椭圆作为一个参考框架来描述由于扁率或第三个天体的引力造成的小偏离？回答是肯定的．我们可以把 **F** 作为二项之和来代换完整的运动方程 $\mathbf{F}=m\mathbf{a}$．一部分起源于主天体质点的势，而其余代表另一部分作用在所讨论天体上的，通常远为微弱的力．这些力不一定是保守力（例如大气阻力）；而我们也仍不受限制地使用经典的轨道根数系列 a, e, i, ω, Ω 和 T．

当摄动力是保守力，我们可写成 $\mathbf{F}_{pert}=+\nabla R$．经大量的代数运算[1]可表示为

$$
\begin{aligned}
\frac{da}{dt} &= -\frac{2}{n^2a}\frac{\partial R}{\partial T}\\
\frac{de}{dt} &= -\frac{(1-e^2)}{n^2a^2e}\frac{\partial R}{\partial T}-\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial \omega}\\
\frac{di}{dt} &= \frac{\cot i}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial \omega}-\frac{\csc i}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial \Omega}\\
\frac{d\omega}{dt} &= \frac{-\cot i}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i}+\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e} \qquad (8.23)\\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{\csc i}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i}\\
\frac{dT}{dt} &= \frac{(1-e^2)}{n^2a^2e}\frac{\partial R}{\partial e}+\frac{2}{n^2a}\frac{\partial R}{\partial a}
\end{aligned}
$$

这些公式称为拉格朗日行星方程，推导过程称为参数变分法．

1）应用拉格朗日括号能很完满地完成归算．同时必须符合吻切条件，这就能按开普勒运动的形式不仅算出位置，还能算出速度．

当考虑非保守力时，就应该用这些方程的另一些形式，即高斯方程.

§ 8.2.1 扁率摄动

从(8.5)式中可见地球引力势的主要部分能写成

$$U = -\frac{GM_\oplus}{r}\left[1 - \frac{J_2}{r^2}P_2(\sin\delta)\right] \equiv -\frac{GM_\oplus}{r} - R$$

一组方便的单位由下列量组成：参考椭球体的赤道半经、平太阳日和地球的质量. 使用这些单位 $J_2 = 1.08263 \times 10^{-3}$. 对于一阶而言，只要把 U 表示成轨道根数的函数[如 $\sin\delta = \sin i \sin u = \sin i \sin(v+\omega), r = a(1-e^2)/(1+e\cos v)$]，计算出(8.23)式右边的导数并取轨道根数为常数进行对于时间的积分，我们就能够导出由于扁率引起的轨道根数的变化. 由于(8.23)式是精确的，正是这后一方面使处理结果成为一阶近似. 完整的结果由 Geyling 和 Westerman (1971) 给出. 一个重要的积分情况是经过一个完整的公转周期后轨道根数的变化. 这些长期变化是

$$\Delta a = 0, \quad \Delta\Omega = -\frac{3J_2\pi\cos i}{a^2(1-e^2)^2}$$

$$\Delta e = 0, \quad \Delta\omega = +\frac{3J_2\pi(5\cos^2 i - 1)}{2a^2(1-e^2)^2}$$

$$\Delta i = 0, \quad \Delta T = -\frac{3J_2\pi(1 - 3\sin^2 i\sin^2\omega)}{na^2(1-e)^3}$$

因此，轨道的大小 (a) 和形状 (e) 以及轨道面的倾角 (i) 维持不变(仅就这一摄动理论的阶次而言！). 节线(其黄经由 Ω 给出) 的后退和拱线(其黄经由 ω 给出)的前进或后退均依赖于 i 是否大于或小于 i_c, $5\cos^2 i_c = 1$. 这个方程的解

($63°26'06''$和$116°33'54''$)称为临界倾角。选用这个名称是很勉强的，运动不存在与临界倾角有关的奇点。ΔT 的变化可以解释为过近地点时刻的提前或推迟，这与 i 的值有关。

扁率摄动的高阶理论 Kozai(1959) 完满地实现了由于扁率引起的摄动运动的高阶理论的展开。他的结果已编入 Danby (1962) 和 Escobal (1965) 的教材中。这类问题中一个有价值的方法是平均法。现在要是写出这个问题中譬如 di/dt 这个量，则有

$$\frac{di}{dt}=\frac{-3GM_{\oplus}J_2\sin i\cos i\sin u\cos u(1+e\cos v)^3}{na^5(1-e^2)^{7/2}}$$

这里 $n^2=GM_{\oplus}/a^3$。我们已经知道在一阶理论中，仅有的时间变化量是 v (通过无摄的开普勒运动)和 ω (由 J_2 引起的摄动)。ω 改变 2π 所需的时间是 $2a^2(1-e^2)^2P/[3J_2(5\cos^2 i-1)]$，这里 $nP=2\pi$。因为 J_2 是小量，这段时间远长于 P。因此在时间间隔 P 上取 di/dt 的平均则消去了问题中变化最快的变量。这样我们就得到了描述长期项变化的一列方程。对于变化稍慢的变量(这里是 ω)又一次平均，这就形成一种重复平均理论。只要展开式包含直到 J_4 的项就为对吻切轨道根数作数值预测提供了有效而精确的分析工具。

若人造卫星的周期$\gtrsim 8^h$，我们至少要采纳 J_2, J_3, J_4 和地球引力势中相应的田谐项(这就是(8.4)式中当 $l=0,1,2,3,4$ 和相应于 $m=-l$ 到 $+l$ 有关的项)。对于那些半长轴较短或偏心率很大的人造卫星，则要采纳直到 8 阶的项。对于高度很低的卫星 ($P\simeq 2^h$)，则要采用所有直到 $l=12$ 的项。通常当对理论计算所要求的精度或用来改进轨道的观测资料的精度增加时，力的模型必须更加精确。还有，当用来对轨道作微分改正的观测资料的时间跨度增加，或者对将来作预报的

时间延续增长时，力的模型也必须更加精确。

§8.2.2 第三天体产生的摄动

第三天体的摄动影响代表了摄动理论的经典问题．这是一个内容丰富的课题，它的分析表达式展开到高阶，由于太阳系天体的轨道倾角和偏心率都是小量，它们就自然地成了级数展开近似式中的展开参数．习惯上系统的运动方程是相对于主天体的质心写出的，既是这样，摄动函数 R 就是

$$R = Gm_p\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_p|} - \frac{\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}_p}{|\mathbf{r}_p|^3}\right)$$

其中 m_p 是摄动天体的质量，$\mathbf{r}_p$ 是它的位置矢量．对于人造卫星需要考虑太阳和月球两者的影响，尤其是当轨道周期 $\gtrsim 8^h$ 或者预报或观测的时间跨度较长(～几星期)时．大多数人造卫星的轨道周期远远小于一月或一年，因而太阳或月球产生的摄动可以在把它们看作静止的情况下作近似计算。

§8.2.3 大气阻尼

对于低高度卫星，一项重要的非保守力是大气阻力．力的大小通常写成

$$F = -\frac{CA\rho v^2}{2m}$$

其中 m 是卫星质量，v 是相对于大气的速度，ρ 是大气密度，A 是卫星的有效截面，C 是称为阻尼系数的一个参数．力作用在运动的反向，C 通常在 2 左右．既然这种力是耗散力，它就使轨道的半长轴缩短．终于使得卫星的轨道完全衰减掉．天空实验室在 1979 年中为此提供了一个悲剧性的例证．大气阻尼的其他主要影响是改变轨道的形状，以及在较小程度

上改变轨道平面的倾角.由于没有关于大气阻尼的分析理论,面质比(上式中的 A/m)是不易计算的,而且大气密度随对于地面的高度而变化,常常用一些近似的方法,并取得了不同程度的成功。

第九章 天文星表

§9.1 天文学概述

这里对于我们已经拥有的关于天体的资料作一个简短的讨论，作为对天体的简明扼要的介绍。读者自然会希望了解星表中位置和自行的严格处理过程。幸运的是已经有了权威性的著作（Eichhorn,1974；以及 Mueller 的 1969 年教科书中的第六章）。笔者无意与 Eichhorn 的无可置疑的工作相颉颃，只是从中撷取读者很可能使用或看到别人使用的那些星表加以讨论。按照本书的通例，射电源星表、X 射线源星表和红外源星表等均不叙述。最后给出关于光度测量的十分简短的介绍，因为在底片模型中星等和颜色效应是相当重要的。

以机器可读形式编纂的天文星表并没有广泛地付诸应用。主要的参考材料是 S. Elvove (1974)，B. Hauck 和 J. Jung(1974)关于斯特拉斯堡(Strasbourg) 资料中心的文章和由 NASA 出版的天文数据库集成(戈达德航天中心计算机业务处，美国马里兰州格林贝尔特，MD 20771)。在《天文学和天体物理学年评》(Annual Review of Astronomy and Astrophysics，年评出版公司出版，美国加利福尼亚州帕洛阿尔托，自 1963 年以来每年一期)中和在《恒星和恒星系统》丛书(芝加哥大学出版社出版，美国伊利诺斯州芝加哥，已出九卷)中可以找到关于天文学的附加说明。 1973 年 C. W. Allen

编制的表包含了大量的有用资料。

§9.2 太阳系天体

§9.2.1 大行星

《美国天文年历和航海历书补充说明》(第四章和第七至十三章)刊有关于大行星及其卫星的轨道要素的完整资料.在AENA 中向来提供许多表,通常是视位置(即改正了总岁差、章动、周年光行差、行星光行差和视差的位置)以及几何距离(或视差)。

在关于太阳(实际上是关于地球)的表中逐天列出其赤道球面坐标和黄道球面坐标、相对于最接近的贝塞尔太阳年的平赤道和平春分点的赤道直角坐标以及相对于1950.0的赤道直角坐标。附加资料($\Delta\psi$,$\Delta\varepsilon$,ε,地心距离,半径等)也逐天给出。

月亮的赤道球面坐标和地平视差按每小时列表,还按每半天的间隔列出月亮的地心距离以及相对于当天的平春分点和平黄道的黄经和黄纬。

同时给出其余大行星的日心黄道球面位置,表列间隔依行星运动而不同.地心赤道球面位置是每天给出的.有几个专门的表给出冥王星、谷神星、智神星、灶神星和婚神星的天体测量位置,以备为照相观测纲要所用,还列出归算视位置的各项改正。

关于其他行星的卫星的资料以多种形式(位置角和距离,或者赤经差和赤纬差)按不同情况列出。同时还给出附加的图表。

§ 9.2.2 彗星

《彗星轨道星表》(Catalogue of Cometary Orbits) 的第三版(Marsden, 1979)是关于短周期和长周期彗星、非再现彗星的轨道要素,以及彗星统计、以前的彗星星表等资料的主要来源。

§ 9.2.3 小行星

AENA 对四颗最亮的小行星提供了每天位置的数据.《小行星星历表》(Ephemerides of Minor Planets, 理论天文研究所,列宁格勒, 年刊)包含所有编号小行星的最精确的轨道要素、星等资料、冲的日期, 较亮的小行星和特殊轨道的小行星的星历表以及这些小行星在当年所经历的冲。1980 年版本引入了所有编号小行星, 在公共历元 1980 年 12 月 27 ^{d}0ET 历元的吻切轨道要素. 这些能方便地用于获得未来几年内 ~5′ 的近似位置. 关于小行星和彗星的新的观测、新的轨道要素和新的定位资料在《小行星通报》(Minor Planet Circulars,史密松天体物理台小行星中心, 美国马萨诸塞州坎布里奇, MA02138;月刊)中给出.

§ 9.3 恒　　星

§ 9.3.1 视差

视差表是 1952 年 Jenkins 编制的,它包含 5822 颗恒星的周年视差,其中大部分是亮星. 1963 年的版本包括一个补编. 常常在《天文学报》(Astronomical Journal) 上发表补充结果,以使它们能逐渐付诸应用.

§ 9.3.2 视向速度

1953 年 Wilson 的《恒星视向速度总表》(General Catalog of Stellar Radial Velocities) 仍旧是这个领域中的标准工作. 它包含 15106 颗星的视向速度. Abt 和 Biggs (1972)编制了一本所有已经做过恒星视向速度测量的文献目录，每个单个值和它的来源均包括在内. 在不同的天文台测定的视向速度由于受视差影响彼此之间存在着小的系统差. 还存在随恒星的光谱型而变化的系统效应. 恒星视向速度在发表前总是归算到日心值.

§ 9.3.3 星位和自行

在天体测量学的范畴内，恒星星表就是精确的恒星位置的罗列(例如,相对于某个固定赤道和春分点的赤经、赤纬或者与之等价的量). 即使经过最认真的观测和归算过程,这类位置仍然残留着观测随机误差、由归算过程引入的系统误差和观测系统误差的残余. 因此我们讲星表间的系统差，而不是讲一本星表的系统差. 后者隐含着星表所代表的惯性架可资应用.

一本星表中总是存在误差还意味着一本星表并不是均匀的. 这就是说，如果我们用一本星表内的一些恒星位置决定天赤道和春分点，得到的结果将取决于所选恒星的特性. 通常用一种复杂的统计平差过程来确立天球坐标系与恒星的连系.

进而还要区分目视星表与照相星表以及相对星表与绝对星表. 前一种情况的区别涉及观测仪器. 而后一种情况我们要区别二种星表，一种包含的星位依赖于某些星的已经测定

位置，而另一种包含的星位由球面天文的原理直接导出。编制一本绝对星表还包括从头建立坐标系本身，绝对赤纬和（特别是）绝对赤经的测定是一个困难而耗时的工作。

编纂星表是将 n 个独立星表缜密综合的结果。一个独立星表或者观测星表包含的星位是专门为了编制这本星表而作的多次观测的结果，因此独立星表与其他星表的资料无关。除非读者正在从事天体测量工作，否则可能只会使用编纂星表。

最重要的编纂星表是基本星表。基本星表是为这样的目的而编成的一本编纂星表，即均匀地体现近似程度最佳的惯性架。为达此目的，看来人们只能应用绝对星表和较好的相对星表。一本基本星表以其中所给的恒星位置定义了一个基本系统，而这个基本系统又直接体现了天球上的赤道（或黄道）坐标系。

基本星表也是最接近的完整星表。完整星表应该提供在一个特定的位置历元和定向历元上的位置和速度（例如 π，α，δ 以及 v_r、μ 和 μ'）。当然还须要对总岁差有充分的讨论。在实用上，完整星表罗列着表中所有恒星的星位和自行（通常是 α，δ 和 μ，μ'）以及已知其值较大的 πv_r。

如果想要使用一本特定的星表，须密切注意它的引言（或与之相当的章节）。它将为你提供关于星表编制、总岁差、各种数据的来源、所含数据的性质和精度、天球上覆盖范围以及极限星等等的详细说明。对于每颗恒星最重要的数据是它的（星表）平位置。其他辅助资料（自行、星等、光谱型、观测次数、星名或同一星在其他星表中的星号、观测历元等等）也常常列出，但可能会有缺项。

基本系统间的关系　不同基本星表中的共同星很少有相同的星位和自行。为了比较基本系统必需把恒星归算到共

同的位置和定向历元。假定我们已把在两个基本星表里的一颗恒星作了这种归算，并假定历元 t_0 的系统差是 $\Delta\alpha(t_0)$、$\Delta\delta(t_0)$，$\Delta\mu(t_0)$ 和 $\Delta\mu'(t_0)$。在另一历元 t，其赤经和赤纬的系统差是

$$\Delta\alpha(t) = \Delta\alpha(t_0) + (t - t_0)\Delta\mu(t_0)$$
$$\Delta\delta(t) = \Delta\delta(t_0) + (t - t_0)\Delta\mu'(t_0)$$

因此基本系统间的关系是依赖于时间的．$\Delta\alpha(t_0)$，$\cdots$，$\Delta\mu'(t_0)$ 等量对于赤经、赤纬、视星等和不同颜色的实际依赖关系取决于基本星表的编制方法及其源星表。以前应用的是比较简单的分析或数值模型。看起来对 FK5 星表将应用 Brosche (1966，1970)的球函数展开的修正方法。这就可以用到基本函数的完整集合和更严格的统计过程。

§ 9.3.4 基本星表

美国的基本星表 重要的美国基本星表是GC和N30，全名分别是《33342 颗恒星在 1950 历元的总星表》(The General Catalogue of 33342 Star for the Epoch 1950)和《5268 颗标准恒星在 1950 历元和 N30 标准系统的星表》(Catalogue of 5268 Standa.d Stars 1950.0 Based on the Normal System N30)。它们的编纂者是 B. Boss(GC) 和 H. R. Morgan (N30)。

GC 星表 (Boss，1937) 的目的在于充实七等星，同时它还包含许多"看来精度合适的自行的暗星"。尽管 GC 规模宏大，它的自行系统还是具有较大的系统误差和随机误差．1970 年坐标的平均误差是 0″.7。因此，对于精确的工作来讲，这星表的使用寿命已经终止。

N30 星表 (Morgan，1952) 在 1970 年的坐标标准差是

表 2　N30 星表的样页

5268 颗标准星星表，1950.0

序号	DM 序	星表号	星等	赤经, 1950.0	百年变化	二次项	三次项	百年自行和长期变化	历元 1900+	权重	N30 GC 1950.0 Δα	Δμ
				h m s	s	s	s	s			s	s
1401	+34	1355	7.62	6 25 9.620	+398.73	−0.18	−0.02	+0.04	26.7	9	+0.029	+0.0008
1402	−4	1526	4.98	25 29.367	+396.30	+0.04	0.00	−0.04	32.7	75	−0.011	0.0000
1403	+16	1159	6.33	25 35.307	+345.49	−0.05	−0.01	−0.60	32.1	26	+0.020	+0.0008
1404	−69	614	5.40	25 54.408	−51.04	−0.40	+0.01	0.19 +10	32.1	14	+0.056	+0.0013
1405*	+20	1441	4.06	25 59.641	+356.25	−0.08	−0.01	−0.05	31.7	85	−0.025	−0.0003
1406	−57	1001	5.73	6 26 16.665	+95.10	−0.04	0.00	−0.05	32.7	10	+0.085	+0.0022
1407	+58	932	5.96	26 26.743	+521.11	−0.76	−0.08	−0.30 −8	34.5	34	−0.041	−0.0006
1408	+28	1138	6.85	27 12.671	+378.54	−0.14	−0.02	−0.06	30.3	19	0.035	−0.0005
1409	−9	1493	6.13	27 49.349	+283.8[illegible]	+0.04	0.00	−0.01	32.6	18	+0.0[illegible]	+0.0011
1410	+11	1204	5.83	28 22.642	+333.86	−0.04	−0.01	+0.07	34.8	6	+0.037	+0.0009
1411	−17	1515	7.74	6 28 27.766	+263.53	+0.05	0.00	−1.01 −2	32.6	13	+0.061	+0.0016
1412	−56	1095	5.16	28 36.442	+104.02	−0.03	0.00	−0.57	33.9	9	−0.020	−0.0003
1413	+47	1310	7.14	29 4.818	+449.25	−0.41	−0.04	−0.02	26.1	17	−0.117	−0.0030
1414	+5	1282	7.66	29 12.945	+319.05	−0.01	−0.01	−0.03	24.1	9	...	...
1415	−23	3991	4.35	29 46.304	+250.02	+0.08	0.00	−0.03	29.5	16	−0.012	0.0000
1416	−36	2962	6.31	6 29 50.982	+97.84	+0.09	0.00	0.00 +1	33.5	12	+0.024	+0.0007
1417	−65	610	6.38	29 55.095	+16.34	−0.29	0.00	+0.15 +2	34.5	7	+0.046	+0.0011
1418*	+52	1097	7.2	29 57.730	+480.06	−0.58	−0.05	+0.08 −1	29.7	23	−0.029	−0.0004
1419	+86	79	6.57	30 9.681	+1631.4	−57.95	−25.4	+1.85 −214	36.5	50	+0.130	+0.0028
1420	+7	1337	4.50	30 11.955	+324.41	−0.02	−0.01	−0.05	35.6	52	−0.037	−0.0006
1421	−1	1274	5.02	6 31 5.566	+304.55	+0.01	0.00	−0.05	36.3	41	−0.011	0.0000
1422	+56	1134	6.53	31 49.392	+506.[illegible]7	−0.76	−0.07	−0.44 +1	39.0	20	−0.027	0.0043
1423	−2	1663	7.09	31 51.464	+300.[illegible]6	+0.02	0.00	−0.06	38.0	11	0.000	0.0030
1424	−21	1502	7.81	31 59.279	+255.[illegible]3	+0.07	0.00	+0.01	40.6	7	...	
1425	+16	1202	7.5	32 3.088	+347.22	−0.08	−0.01	−0.07	29.5	14	−0.034	0.00[illegible]5

1426	+43	1565	7.10	6 32 17.847	+433.87	− 0.40	−0.03	−0.08		25.6	9	−0.040	−0.0006
1427	−32	3168	5.57	32 44.027	+222.52	+ 0.08	0.00	+0.02		32.1	12	+0.017	+0.0006
1428*	−33	3080	6.72	32 54.249	+218.21	+ 0.08	0.00	−0.02		35.1	10	+0.003	+0.0002
1429	−22	1458	4.54	32 57.583	+251.49	+ 0.07	0.00	+0.08		31.7	59	−0.008	+0.0001
1430	+61	893	6.05	33 7.531	+548.33	− 1.15	−0.10	−2.80	− 7	33.9	68	−0.016	−0.0001
1431	−15	1446	8.1	6 33 18.557	+269.38	+ 0.05	0.00	−0.12		32.5	13	...	...
1432	+64	593	7.45	33 25.181	+587.67	− 1.36	−0.13	−0.32		34.1	11	−0.095	−0.0020
1433	−52	953	4.44	33 52.430	+132.23	0.00	0.00	−0.13		33.0	10	+0.027	+0.0007
1434	+82	177	6.39	33 59.546	+1268.5	−12.02	−2.28	+1.00	− 19	33.5	24	+0.301	+0.0067
1435	+ 1	1420	7.91	34 1.158	+309.72	0.00	0.00	−0.14		24.4	9	...	...
1436	− 5	1710	5.48	6 34 7.590	+295.37	+ 0.02	0.00	0.00		31.7	32	−0.013	0.0000
1437	−18	1480	5.81	34 11.459	+262.81	+ 0.06	0.00	0.00		32.7	29	+0.021	+0.0007
1438	−26	3173	8.0	34 15.233	+242.68	+ 0.07	0.00	+0.03		32.7	11	...	...
1439	+ 9	1306	7.5	34 47.584	+328.18	− 0.05	−0.01	−0.51		28.6	13	...	..
1440	+16	1223	1.93	34 49.413	+346.63	− 0.10	−0.01	+0.32		31.5	104	−0.019	−0.0001
1441	+ 2	1315	6.42	6 35 3.572	+313.37	− 0.02	0.00	−0.30		32.1	23	−0.047	−0.0009
1442	− 8	1496	7.15	35 7.855	+288.30	+ 0.03	0.00	−0.02		3.08	11	−0.043	−0.0007
1443	+39	1690	5.71	35 11.724	+415.79	− 0.36	−0.03	−0.15	− 1	33.3	57	+0.002	+0.0003
1444	+62	867	6.55	35 54.205	+554.7 8	− 1.20	−0.10	−0.44	+ 1	32.5	15	−0.113	−0.0017
1445	+22	1416	6.28	36 4.814	+360.94	− 0.15	−0.01	+0.09		31.3	33	+0.001	+0.0003
1446	+ 7	1386	7.4	6 36 6.183	+323.37	− 0.04	−0.01	−0.04		28.4	13	...	...
1447	−43	2576	3.18	36 13.806	+183.57	+ 0.06	0.00	−0.06		27.9	14	−0.014	−0.0002
1448	−37	2970	6.98	36 57.286	+204.54	+ 0.07	0.00	+0.06		32.6	12	−0.005	0.0000
1449	+23	1446	7.8	37 2.673	+365.32	− 0.17	−0.01	+0.05		25.9	14	...	...
1450	+79	212	5.60	37 44.426	+1024.2	− 8.94	−1.08	−2.98	−117	35.9	73	+0.057	+0.0014

1405. 4ᵐ5—5ᵐ4, 0″2, 双星.   1418. 8ᵐ2, 4″6, 328°

5268 颗标准星星表，1950.0

序号	GC 星表序号	光谱型	赤纬，1950.0	百年变化	二次项	三次项	百年自行和长期变化	历元 1900+	权重	N30—GC 1950.0 Δδ	N30—GC 1950.0 Δμ′	FK3 星号
			° ′ ″	″	″	″	″			″	″	
1401	8367	A3	+34 31 30.57	−219.4	−28.8	0.0	+ 0.2	26.7	9	+0.97	+0.018	
1402	8378	B3	− 4 43 47.20	−222.9	−21.4	0.0	− 0.4	33.0	73	−0.45	−0.010	246
1403	8382	G5	+16 16 18.52	−227.7	−24.9	0.0	− 4.4 +1	32.1	26	+0.34	+0.009	
1404	8390	G5	−69 59 42.95	−206.3	+ 3.8	0.0	+19.8	32.1	14	+0.01	0.000	
1405	8394	B5	+20 14 44.08	−228.5	−25.8	0.0	− 1.7	31.3	83	+0.06	+0.001	1173
1406	8408	K0	−57 58 11.11	−230.7	− 6.8	0.0	− 1.4	32.7	10	+0.26	+0.005	
1407	8416	G5	+58 12 7.36	−264.5	−37.6	+0.1	−33.8	34.0	37	−0.05	−0.001	
1408	8426	A2	+28 14 49.55	−238.5	−27.4	0.0	− 1.1	29.7	29	+0.18	+0.004	
1409	8439	K0	−10 2 46.96	−243.3	−20.4	0.0	− 0.6	32.6	18	+0.08	+0.002	
1410	8452	B0	+11 17 15.44	−246.8	−24.1	0.0	+ 0.7	34.8	6	+1.48	+0.025	
1411	8456	G5	−17 52 59.77	−268.3	−18.9	0.0	−20.0 +2	32.6	13	+0.86	+0.017	
1412	8459	K0	−56 49 4.90	−246.9	− 7.4	0.0	+ 2.0 +1	33.9	9	+0.42	+0.008	
1413	8477	K5	+46 57 37.18	−257.9	−32.4	+0.1	− 4.2	25.8	20	−0.93	−0.028	
1414	…	B2	+ 5 4 11.64	−257.2	−23.0	0.0	− 2.4	24.1	9	…	…	
1415	8496	B1	−23 22 52.27	−258.6	−18.0	0.0	+ 1.0	29.8	16	−0.01	0.000	
1416	8498	Ma	−36 54 13.71	−252.2	−15.0	0.0	+ 8.1	33.5	12	+1.21	+0.028	
1417	8499	F2	−65 31 57.82	−254.6	− 1.1	0.0	+ 6.3	34.5	7	+0.48	+0.011	
1418	8501	A3	+52 30 4.30	−269.3	−34.6	+0.1	− 8.1	28.8	27	−0.04	−0.001	
1419	8505	G5	+86 44 7.25	−273.6	−190	+4.5	−10.6 −2	35.8	55	−0.02	0.000	
1420	8506	A0p	+ 7 22 16.34	−264.1	−23.4	0.0	− 0.7	34.8	50	+0.05	+0.001	1174
1421	8527	B3	− 1 10 50.71	−273.4	−22.0	0.0	− 2.3	36.5	37	−0.15	−0.004	1175
1422	8549	F2	+56 25 40.39	−284.0	−36.4	+0.1	− 6.6 +1	39.0	20	−0.66	−0.010	
1423	8550	K2	− 3 2 2.24	−276.6	−21.6	0.0	+ 1.1	38.0	11	+0.69	+0.013	
1424	…	A0	−21 29 46.56	−278.6	−18.4	0.0	+ 0.3	40.6	7	…	…	
1425	8556	B9	+16 48 16.19	−280.0	−25.0	0.0	− 0.6	29.5	14	+0.47	0.010	

1426	8565	G5	+43 44 50.32	−283.5	−31.2	+0.1	− 2.0		25.6	9	+0.06	+0.013	
1427	8573	B9	−32 40 32.31	−285.6	−16.0	0.0	− 0.3		32.1	12	−0.45	−0.011	
1428	8576	F0	−33 58 7.91	−283.0	−15.7	0.0	+ 3.8		35.1	10	+0.07	0.000	
1429	8577	A0	−22 55 25.96	−285.6	−18.1	0.0	+ 1.7		34.0	59	+0.17	+0.004	249
1430	8582	G0	+61 31 40.37	−316.2	−39.3	+0.1	−27.5	+4	33.8	61	+0.20	+0.004	247
1431	...	F0	−15 57 57.94	−292.4	−19.4	0.0	− 2.1		32.5	13	...	...	
1432	8593	F5	+64 46 42.07	−291.4	−42.3	+0.2	− 0.1		34.1	11	+0.61	+0.013	
1433	8604	A0	−52 56 2.86	−294.6	− 9.4	0.0	+ 0.5		33.0	10	−0.04	−0.001	
1434	8605	A2	+82 9 48.93	−301.2	−91.5	+1.0	− 5.1	−1	33.0	25	+0.15	+0.003	
1435	...	B9	+ 1 5 48.22	297.4	−22.3	0.0	− 1.0		24.4	9	...	...	
1436	8609	B9	− 5 10 5.62	−299.9	−21.2	0.0	− 2.5		32.2	32	−0.45	−0.011	
1437	8614	G5	−18 37 3.12	−296.6	−18.8	0.0	+ 1.3		32.2	31	−0.15	−0.003	
1438	...	K0	−26 4 52.14	−298.6	−17.4	0.0	− 0.1		32.7	11	...	...	
1439	...	G5	+ 9 11 20.77	−311.9	−23.6	0.0	− 8.8		28.6	13	...	...	
1440	8633	A0	+16 26 37.39	−307.7	−25.0	0.0	− 4.3		32.1	96	+0.16	+0.003	251
1441	8642	K0	+ 2 44 55.32	−311.5	−22.5	0.0	− 6.0		31.5	25	−0.50	−0.012	
1442	8645	B9	− 8 11 29.79	−306.4	−20.7	0.0	− 0.4		38.0	11	−0.80	−0.017	
1443	8648	K0	+39 26 13.19	−317.7	−29.8	+0.1	−11.1		33.0	57	+0.16	+0.003	250
1444	8666	A2	+61 58 6.47	−311.4	−39.8	+0.2	+ 1.3		32.5	15	−0.45	−0.007	
1445	8672	K0	+22 4 36.12	−316.4	−25.9	0.0	[illegible].2		30.5	33	+0.28	+0.007	
1446	...	B2	+ 6 56 49.93	−313.9	−23.2	0.0	+ 0.5		28.4	13	...	...	
1447	8675	B8	−43 9 4.18	−316.2	−13.2	0.0	− 0.7		27.9	14	+0.11	+0.002	252
1448	8692	A2	−37 37 0.23	−325.6	−14.6	0.0	− 3.8		32.6	12	−0.42	−0.010	
1449	...	F5	+23 43 13.98	−325.0	−26.2	0.0	− 2.4		25.9	14	...	...	
1450	8711	F8	+79 37 26.15	−389.4	−73.5	+0.7	−60.8	+4	35.6	72	+0.12	+0.002	248

1428.7ᵐ4—7ᵐ6,0″9,41″

表 3　FK4 星表的样页

春分点和历元 1950.0 和 1957.0

序号	星　名	星等	光谱型	α	$\frac{d\alpha}{dT}$	$\frac{1}{2}\frac{d^2\alpha}{dT^2}$	μ	$\frac{d\mu}{dT}$	历元(α)	中误差(α)	中误差(μ)
823	16 Peg	5.05	B3	$21^h50^m47^s.084$	$+273^s.040$	$+0^s.279$	$+0^s.062$	$0^s.000$	14.08	1.3	6
				21 51 55.362	+273.181	+0.285	+0.062	0.000			
822	γ Gru	3.16	B8	21 50 54.450	+363.143	−1.536	+0.871	−0.005	12.14	3.7	18
				21 52 25.140	+362.377	−1.529	+0.870	−0.005			
1578	Br 2880 Cep	6.58	A0	21 52 12.433	+70.008	−2.484	+0.849	+0.011	20.72	6.4	26
				21 52 29.779	+68.752	−2.538	+0.852	+0.011			
1579	Pi 21^h339 Peg	6.62	K5	21 54 3.563	+280.547	+0.213	+0.010	−0.001	27.92	2.3	13
				21 55 13.713	+280.654	+0.218	+0.010	−0.001			
824	δ Ind	4.56	F0	21 54 31.763	+408.154	−3.258	+0.639	−0.007	14.53	6.2	36
				21 56 13.598	+406.531	−3.235	+0.637	−0.007			
1580	98 G. Aqr	6.42	K0	21 56 18.537	+312.836	−0.293	−0.027	+0.008	27.40	2.2	13
				21 57 36.728	+312.690	−0.288	−0.025	+0.008			
826	20 Peg	5.66	F2	21 58 39.098	+292.287	+0.081	+0.392	+0.003	20.76	1.4	7
				21 59 52.175	+292.329	+0.086	+0.393	+0.003			
825	ε Ind	4.74	K5	21 59 33.053	+458.741	−3.730	+48.218	−0.047	14.27	5.9	28
				22 1 27.506	+456.881	−3.712	+48.205	−0.055			
1581	λ Gru	4.60	K2	22 3 6.497	+361.481	−1.656	−0.168	+0.007	11.94	4.4	14
				22 4 36.764	+360.655	−1.647	−0.166	+0.007			

827	α Aqr	3.19	G0	22 3 12.946 22 4 29.954	+308.079 +307.982	− 0.196 − 0.191	+ 0.111 + 0.111	0.000 0.000	06.43	1.1	4
830	20 Cep	5.39	K5	22 3 29.143 22 4 14.754	+182.366 +182.519	+ 0.303 + 0.310	+ 0.202 + 0.200	−0.006 −0.006	23.43	3.2	16
828	ι Aqr	4.35	B8	22 3 44.306 22 5 5.250	+323.913 +323.641	− 0.548 − 0.543	+ 0.266 + 0.266	+0.001 +0.001	09.13	1.7	6
831	ι Peg	3.96	F5	22 4 40.836 22 5 50.691	+279.340 +279.504	+ 0.325 + 0.332	+ 2.195 + 2.197	+0.008 +0.008	18.65	1.5	7
829	α Gru	2.16	B5	22 5 5.486 22 6 39.838	+377.971 +376.850	− 2.240 − 2.235	+ 1.281 + 1.281	−0.002 −0.002	03.10	4.5	18
832	μ PsA	4.62	A2	22 5 28.281 22 6 55.674	+349.893 +349.252	− 1.284 − 1.276	+ 0.614 + 0.614	−0.002 −0.002	18.23	4.6	26
833	27 Peg	5.65	K0	22 7 0.491 22 8 6.993	+265.892 +266.122	+ 0.456 + 0.463	− 0.480 − 0.480	0.000 0.000	18.64	2.1	9
834	ϑ Peg	3.70	A2	22 7 40.600 22 8 56.249	+302.607 +302.587	− 0.043 − 0.038	+ 1.837 + 1.837	+0.001 +0.001	14.57	1.4	6
835	π Peg	4.38	F5	22 7 45.788 22 8 52.440	+266.492 +266.724	+ 0.460 + 0.467	− 0.124 − 0.124	0.000 0.000	14.11	1.8	9
837	24 Cep	4.99	G5	22 8 51.004 22 9 19.731	+115.200 +114.613	− 1.160 − 1.184	+ 0.670 + 0.674	+0.015 +0.015	19.52	4.3	20
836	ξ Cep	3.62	K0	22 9 6.936 22 9 59.023	+208.197 +208.498	+ 0.595 + 0.606	+ 0.162 + 0.162	+0.001 +0.001	16.12	2.5	9
838	λ PsA	5.40	B9	22 11 28.964 22 12 53.887	+339.951 +339.435	− 1.034 − 1.028	+ 0.206 + 0.206	−0.001 −0.001	18.68	3.7	18

春分点和历元1950.0和1975.0

序号	δ	$\frac{d\delta}{dT}$	$\frac{1}{2}\frac{d^2\delta}{dT^2}$	μ′	$\frac{d\mu}{dT}$	历元(δ)	中误差(δ)	中误差(μ′)	GC	N30
823	+25° 41′ 20″87 +25 48 25.08	+1694″28 +1699.40	+10″28 +10.19	+ 0″23 + 0.23	0″00 0.00	10.59	2.1	8	30635	4822
822	−37 36 3.59 −37 28 59.49	+1692.98 +1699.83	+13.80 +13.67	− 1.65 − 1.63	+0.07 +0.07	09.84	4.3	18	30640	4823
1578	+73 27 56.37 +73 35 2.44	+1703.71 +1704.88	+ 2.37 + 2.32	+ 3.04 + 3.06	+0.07 +0.07	16.10	2.8	12	30669	4828
1579	+21 0 5.44 +21 7 13.89	+1711.22 +1716.36	+10.31 +10.23	+ 2.04 + 2.04	0.00 0.00	26.21	3.3	18	30710	4835
824	−55 13 53.02 −55 6 44.38	+1710.80 +1718.30	+15.14 +14.89	− 0.53 − 0.52	+0.05 +0.05	13.06	5.5	29	30720	4838
1580	− 4 36 33.38 − 4 29 29.14	+1694.12 +1699.77	+11.35 +11.23	− 25.25 − 25.25	0.00 0.00	24.35	3.6	22	30755	4846
826	+12 52 46.68 +12 59 58.49	+1724.66 +1729.84	+10.40 +10.31	− 5.15 − 5.14	+0.03 +0.03	16.64	2.4	11	30803	4853
825	−56 59 33.65 −56 53 22.95	+1478.23 +1487.37	+18.44 +18.11	−255.54 −254.53	+4.08 +4.03	12.87	4.5	24	30817	4855
1581	−39 47 7.80 −39 39 52.65	+1737.51 +1743.71	+12.48 +12.30	− 11.66 − 11.66	−0.01 −0.01	12.57	4.8	28	30892	4866

827	− 0 33 48.59 − 0 26 30.63	+1749.19 +1754.45	+10.58 +10.47	− 0.44 − 0.44	+0.01 +0.01	02.00	1.7	5	30896	4868
830	+62 32 28.69 +62 39 48.35	+1757.13 +1760.17	+ 6.10 + 6.07	+ 6.35 + 6.35	+0.01 +0.01	20.62	2.7	13	30904	4870
828	−14 6 46.98 −13 59 29.66	+1746.53 +1752.05	+11.10 +10.97	− 5.32 − 5.32	+0.02 +0.02	05.43	2.6	11	30914	4871
831	+25 6 0.71 +25 13 20.96	+1758.61 +1763.35	+ 9.52 + 9.43	+ 2.77 + 2.81	+0.15 +0.15	15.33	2.4	9	30932	4873
829	−47 12 14.54 −47 4 58.06	+1742.70 +1749.10	+12.91 +12.70	− 14.87 − 14.85	+0.09 +0.09	04.32	4.5	17	30942	4875
832	−33 14 0.28 −33 6 40.57	+1755.88 +1761.77	+11.87 +11.70	− 3.29 − 3.28	+0.04 +0.04	16.71	5.4	30	30954	4877
833	+32 55 38.77 +33 2 59.15	+1759.34 +1763.71	+ 8.78 + 8.70	− 6.23 − 6.24	−0.03 −0.03	17.80	2.9	12	30995	4882
834	+ 5 57 4.13 + 6 4 27.64	+1771.55 +1776.55	+10.07 + 9.96	+ 3.22 + 3.25	+0.13 +0.12	12.70	2.2	9	31013	4884
835	+32 55 55.97 +33 3 18.27	+1767.03 +1771.39	+ 8.75 + 8.68	− 1.65 − 1.65	−0.01 −0.01	12.67	2.8	12	31016	4886
837	+72 5 41.00 +72 13 4.76	+1774.15 +1775.92	+ 3.56 + 3.52	+ 1.02 + 1.03	+0.05 +0.05	15.16	2.5	11	31037	4889
836	+57 57 15.50 +58 4 39.68	+1775.06 +1778.40	+ 6.69 + 6.64	+ 0.85 + 0.85	+0.01 +0.01	08.40	2.2	8	31044	4890
838	−28 0 56.11 −27 53 29.46	+1783.90 +1789.32	+10.92 +10.77	+ 0.15 + 0.15	+0.11 +0.00	17.38	4.9	26	31095	4894

0″.2，而在 1932 年为～0″.1. 因此 N30 仍不失为一个精确星位的来源. 这对于 FK4（见下文）星表中没有而包含在 N30 星表中的那些恒星尤其重要. 在这一点上它的作用大概要在 FK5 诞生后才会消失. 表 2 列出了 N30 星表中的两页. 和现代的基本星表一样，一页包含赤经资料，另一页包含赤纬资料. 横向通观全页先是 N30 星号，接着在 DM 栏中有 BD，CD 或 CPD 星号、哈佛系统的视目视星等，然后为 1950 的 $\alpha, \dot{\alpha}, \ddot{\alpha}/2, \dddot{\alpha}/6, \mu$ 和 $\dot{\mu}$ 均值. 百年导数包括总岁差（用纽康岁差常数）和自行的影响. 本页剩余的二栏包括赤经历元、赤经的权重和 1950.0 的 N30 — GC 的差. 赤纬页的格式也类似于前页，除了 FK3 和 GC 星号换了 DM 的星号以及哈佛光谱型替代了星等以外. 脚注提供了双星系统的资料. Brosche, Nowacki 和 Strobel（1964）制定了 N30 和 FK4 之间的系统差表.

德国的基本星表 德国的星表系列开始于 Auwers（1879，1883）. 他的星表包括 $\delta = -32°$ 以北的 622 颗恒星的星位和自行. 这本星表现在称为 FC 星表. Peters（1907）主要利用 Auwers 所提供的资料，加以改进，发表了 FC 星表的新版. 它包括 925 颗星，现在称为 NFK 星表. Kopff（1937，1938）把 NFK 星表扩充到 1535 颗恒星，产生了 FK3 星表. Fricke 和 Kopff 出版了《第四基本星表》（The Fourth Fundamental Catalogue）或称 FK4 星表. Fricke 正在指导着出版下一版 FK5 星表的工作.

表 3 给出了 FK4 星表的样页. 横着通读全页我们首先看到的是恒星的 FK3 星号，接着是 Bayer 或 Flamsteed 命名的星名、视星等和光谱型. 下面是赤经的资料 $\alpha, \dot{\alpha}, \ddot{\alpha}/2, \mu$ 和 $\dot{\mu}$，历元分别是 1950.0，1975.0，百年导数包括总岁差的影

响、自行和缩减效应。后者在引言的 9,10 两页上已说明。下面的三栏提供了赤经的历元以及在此历元在 FK4 系统内 α 和 μ 的标准差 $m(\alpha)$ 和 $m(\mu)$，单位是 $0^s.001$。赤纬页是完全类似的，但没有重复星名、星等和光谱型，而是以 GC 和 N30 星号代之。对于那些 $|\delta| > 81^\circ$ 的恒星，在星表的主要部分之后，按北天(第 112—117 页)和南天(第 118—123 页)分别列表。资料是从 1950—1975 年每 5 年列出的。同时还提供了星表的编制方法、对于 FK3 的系统差、双星资料以及其他辅助资料。

$m(\alpha)$，$m(\delta)$，$m(\mu)$，$m(\mu')$ 栏的作用是能用于决定在 FK4 系统中，在任何历元的恒星位置的标准差。其公式为

$$
\begin{aligned}
\sigma_\alpha^2(t) &= m^2(\alpha) + \left[\frac{t - \mathrm{Ep.}(\alpha)}{100}\right]^2 m^2(\mu) \\
\sigma_\delta^2(t) &= m^2(\delta) + \left[\frac{t - \mathrm{Ep.}(\delta)}{100}\right]^2 m^2(\mu')
\end{aligned} \tag{9.1}
$$

例 9.1 对于 ε Ind 星有

$\mathrm{Ep.}(\alpha) = 1914.27$　　$\mathrm{Ep.}(\delta) = 1912.87$

$m(\alpha) = 0^s.0059$　　$m(\delta) = 0''.045$

$m(\mu) = 0^s.028$/世纪　　$m(\mu') = 0''.24$/世纪

计算在 1981.0 历元和 FK4 系统中位置的标准差。

设 $\sigma(t)$ 是在历元 t 和 FK4 系统中位置的标准差，那么

$$\sigma^2(t) = \sigma_\alpha^2(t)\cos^2\delta(t) + \sigma_\delta^2(t)$$

利用(9.1)式求得 $\sigma_\alpha(1981.0) = 0^s.020$，$\sigma_\delta(1981.0) = 0''.17$，由于 $\delta(1981.0) = -56^\circ 51' 53''.64$ 则得 $\sigma(1981.0) = 0''.23$。

重要的是应指出(9.1)式仅在中心历元上是有效的。在此历元上 α 和 μ 以及 δ 和 μ' 的误差是不相关的。读者可能会希望计算相对于理想惯性架的标准差，而不是 σ。如果称此

为 Σ,则

$$\Sigma^2(t) = \sigma^2(t) + \varepsilon^2(t)$$

这里 $\varepsilon(t)$ 是 FK4 系统的历元标准差，δ 为 $-81°$ 以北，$\varepsilon(1980.0) \simeq 0''.1$,因此对于 ε Ind 星，$\Sigma(1981.0) \simeq 0''.25$.

FK4 的局限在于篇幅较小，总共1535颗恒星. 为增加天球上恒星的密度,Fricke(1963) 指导出版了《FK4 补编》或称 FK4 Sup. 它有1987颗归算到 FK4 系统的非 FK4 恒星的星位和自行(1950.0). 这些星主要是从 N30 和 GC 中选取的.

FK5 星表期望在80年代中期发行. 它将可能包括 FK4 和 FK4 Sup 的星以及几百颗附加星. 由于基本系统本身改善并不需要附加星，它们将被用于扩充 FK5 视星等的范围(到9等星，而 FK4 星表到7.5等星)以及光谱型的范围(特别是趋向早期O型和B型星). 此外,在天体物理上特别重要的星亦将包含在内. 它还将依据新的 IAU(1976) 天文常数系统和改进了的春分点.

§9.3.5 非基本编纂星表

史密松天体物理台星表 (SAOC) SAOC(1966)是目前所有可利用的机器可读形式星表中密度最大、内容最深和精度最高的星表，它覆盖整个天球. 它有258 997颗恒星的星位及自行，它最小密度是每平方度4颗星，在1970.0的精度达 $0''.5$.

出版的星表有四大卷,恒星按赤纬每隔10°分带列出.表4是其中一页样子. 开始是现行 SAOC 星号,接着是目视或照相星等，1950.0的 α 和 μ，大圆上的 σ_μ，1950.0的 δ 和 μ',以及 $\sigma_{\mu'}$,下一栏原打算提供 $\Sigma(1950.0)$ 的估计值,但是

它的计算有误．所列之值通常可作为 $\Sigma(1950.0)$ 值的一种上限．下面三栏提供的是初始历元的赤经、它的均方误差和赤经的初始历元(α_2, σ, 历元)．接着是赤纬的相应量(δ_2, σ, 历元)以及光谱型．最后三栏给出了源星表的代号，源星表中的星号以及 DM 星号．

只有源星表提供中央历元时，(9.1)式才能适用于SAOC．仅仅 FK4 和 GC 才是这种情况．最后 xiii 页中的18式有一个印刷错误；而所用的是正确公式．

AGK3R 和 SRS 德国天文学会主办了北半球星表的系列（AGK1, AGK2 和 AGK3），它的目的是用照相方法求得精确的星位和自行．AGK3 的基准星表是 AGK3R．它具有 $\delta=-5^\circ$ 以北的21499颗星的数据．当前还没有相应的南天星表．为了弥补这一点，南天定标星计划（SRS）开始了，结果将在80年代编成*包括 $\delta=+5^\circ$ 以南21000颗恒星的星表．在精度和密度方面，AGK3R 和 SRS 将是介于 FK5 和 SAOC 之间的星表．

§ 9.3.6 测光资料

测光法 天文测光是测量接收到的天体的光流量，利用对数的尺度表示这种测量，关系式是

$$m=-2.5\lg(F)+C \tag{9.2}$$

这里 F 是流量，单位是尔格/(厘米^2·秒)(或与之等价的其他单位)，m 是星等，C 是常数．流量与光源的固有光度之间的关系为

$$F=\frac{L}{4\pi r^2} \tag{9.3}$$

* 南天参考星表（SRS）现已编成．—— 译者注

表 4 SAOC 星表的样页

151200			历元 1950							初始历元						光谱型		来源		-10° 6H
序号	星等 m_{pg}	星等 m_v	α_{1950} h m s	μ s	σ_μ ″.001	δ_{1950} ° ′ ″	μ' ″	$\sigma_{\mu'}$ ″.001	σ_{1950} ″	α_2 s	σ ″.01	历元	δ_2 ″	σ' ″.01	历元			星表	星号	DM星表序号
1		8.1A	6 9 18.960	0.0027	18	-10 14 16.56	-0.005	20	0.36	18.915	18	33.1	16.51	16	33.1	K0	J	11	1808	A -10 1411
2		9.2A	9 19.406	0.0014	21	-15 46 59.13	0.013	15	0.35	19.382	18	33.1	59.35	16	33.1	A2	J	12A	1944	A -15 1501
3		9.0A	9 19.758	-0.0026	18	-16 17 42.02	0.002	15	0.32	19.801	18	33.1	42.06	16	33.1	K7	J	12A	1945	A -16 1589
4		8.0A	9 22.050	-0.0005	15	-12 35 11.04	0.039	17	0.32	22.058	18	33.1	11.70	16	33.1	F2	J	11	1809	A -12 1405
5		8.8A	9 22.257	0.0017	15	-13 3 56.55	-0.025	17	0.32	22.229	18	33.1	56.13	16	33.1	F0	J	11	1810	A -13 1378
6		8.3A	9 30.220	-0.0018	21	-15 32 20.95	0.011	15	0.35	30.250	16	33.1	21.14	16	33.1	G5	J	12A	1947	A -15 1504
7		8.6A	9 30.724	-0.0011	15	-13 12 31.16	0.031	15	0.30	30.742	18	33.1	31.68	16	33.1	K2	J	11	1811	A -13 1385
8		6.8T	9 31.371	0.0001	18	-18 10 24.72	0.023	18	0.82	31.369	22	06.9	25.73	22	06.2	K2		GC	7902	-18 1534
9		9.3A	9 31.923	-0.0037	21	-15 13 17.62	-0.084	15	0.35	31.987	18	33.1	16.20	16	33.1	K0	J	12A	1548	A -15 1505
10		8.3A	9 35.853	0.0002	17	-14 26 29.67	-0.009	17	0.30	35.850	18	33.1	29.51	16	33.1	G5	J	12A	1949	A -14 1359
11		8.7A	9 36.149	0.0021	17	-11 55 22.70	-0.056	18	0.34	36.114	18	33.1	21.75	16	33.1	A0	J	11	1813	A -11 1409
12		8.4A	9 36.201	-0.0007	18	-15 37 24.71	-0.001	13	0.32	36.213	18	33.1	24.70	16	33.1	A0	J	12A	1951	A -15 1317
13		9.0A	9 41.605	-0.0010	18	-10 51 17.65	-0.003	20	0.36	41.622	18	33.1	17.60	16	33.1	F0	J	11	1814	A -10 1413
14		8.7A	9 46.796	0.0001	18	-18 34 46.68	0.021	13	0.32	46.795	18	33.1	47.03	16	33.1	K7	J	12B	2129	A -18 1536
15		8.6A	9 47.787	0.0010	15	-13 36 8.47	0.012	17	0.32	47.775	19	33.1	8.67	16	33.1	G5	J	11	1815	A -13 1383
16		8.5A	9 53.445	-0.0002	18	-12 14 57.42	-0.016	20	0.36	53.448	18	33.1	57.15	16	33.1	F0	J	11	1817	A -12 1427
17		8.7A	9 59.428	-0.0029	15	-17 44 55.70	0.023	15	0.35	59.476	18	33.1	56.09	16	33.1	K0	J	11	1818	A -12 1428
18		8.6A	10 5.748	-0.0011	18	-10 28 29.50	-0.043	20	0.36	5.767	18	33.1	28.77	16	33.1	K0	J	11	1819	A -10 1416
19		9.8A	10 5.824	-0.0017	17	-13 14 36.07	-0.047	18	0.34	5.853	18	33.1	35.27	16	33.1			11	1820	A -13 1366
20		8.2A	10 11.693	0.0007	18	-13 56 35.35	0.032	20	0.30	11.881	18	33.1	35.89	16	33.1	B9	J	11	1821	A -13 1387
21		8.5A	10 21.695	-0.0012	21	-16 2 39.24	0.029	15	0.35	21.716	18	33.1	39.73	16	33.1	A0	J	12A	1952	A -16 1395
22		9.0A	10 23.046	-0.0018	17	-12 28 29.25	-0.010	18	0.34	23.076	18	33.1	29.08	16	33.1	B9	J	11	1823	A -12 1410
23		8.6A	10 23.234	-0.0022	15	-11 17 32.61	-0.024	17	0.32	23.272	18	33.1	32.21	16	33.1	K0	J	11	1822	A -11 1413
24		8.9A	10 25.160	0.0005	21	-16 47 48.10	0.052	15	0.35	25.151	18	33.1	48.99	16	33.1	K0	J	12A	1953	A -16 1396
25		7.8A	10 29.166	-0.0028	15	-10 16 30.86	-0.038	17	0.32	29.213	18	33.1	30.22	16	33.1	A2	J	11	1824	A -10 1419
26		8.8A	10 30.495	0.0015	17	-18 17 39.69	-0.064	17	0.30	30.470	18	33.1	38.61	16	33.1	G0	J	12B	2133	A -10 1338
27		6.3T	10 33.956	-0.0010	12	-17 44 56.58	0.015	09	0.34	33.988	17	19.6	57.10	12	16.6	B3		GC	7925	-17 1306
28		9.0A	10 35.739	-0.0059	18	-17 13 29.49	0.013	13	0.32	35.845	18	33.1	29.55	16	33.1	G0	J	12A	1955	A -17 1393
29		8.8A	10 45.448	-0.0021	21	-15 12 12.14	0.013	15	0.35	45.484	18	33.1	12.36	16	33.1	A5	J	12A	1956	A -15 1308
30		9.0A	10 47.754	-0.0005	21	-15 56 37.65	-0.022	15	0.35	47.762	18	33.1	37.48	16	33.1	F	J	12A	1957	A -15 1309
31		8.8A	10 49.148	0.0004	21	-16 52 46.05	-0.002	15	0.35	49.153	18	33.1	46.02	16	33.1	G5	J	12A	1958	A -16 1399
32		8.8A	10 52.101	-0.0039	21	-15 28 44.12	-0.009	15	0.35	52.167	18	33.1	43.97	16	33.1	A0	J	12A	1959	A -15 1311
33		9.0A	10 54.097	-0.0004	21	-15 23 58.94	-0.004	15	0.35	54.111	18	33.1	58.88	16	33.1	K2	J	12A	1960	A -15 1312
34		7.9A	10 57.258	-0.0007	18	-10 37 44.69	-0.025	20	0.36	57.269	18	33.1	44.50	16	33.1	F2	J	11	1826	A -10 1425
35		6.9A	10 59.396	0.0003	18	-18 50 25.76	0.015	13	0.32	59.390	18	33.1	23.98	16	33.1	K7	J	12B	2157	A -18 1543
36		8.8A	10 59.453	0.0004	15	-10 19 0.69	-0.006	17	0.32	59.446	18	33.1	0.59	16	33.1	F8	J	11	1827	A -10 1424
37		9.0A	11 1.781	0.0021	15	-13 39 26.81	-0.043	17	0.32	1.746	18	33.1	26.08	16	33.1	K5	J	11	1828	A -13 1317
38		9.0A	11 5.873	-0.0012	21	-16 7 23.18	0.005	15	0.35	5.893	18	33.1	23.27	16	33.1	K7	J	12A	1961	A -16 1400
39		9.2A	11 8.057	-0.0028	21	-16 6 33.96	-0.052	15	0.35	8.104	18	33.1	33.06	16	33.1	A0	J	12A	1963	A -16 1401
40		8.3A	11 8.530	-0.0011	21	-15 7 58.82	-0.003	15	0.35	8.548	18	33.1	58.76	16	33.1	K2	J	12A	1962	A -15 1313
41		6.9T	11 9.249	0.0000	16	-15 22 7.65	0.010	13	0.73	9.255	22	03.4	8.14	21	00.7	K0		GC	7947	B* -15 1314
42		8.9A	11 9.566	-0.0006	17	-13 45 32.29	-0.022	18	0.34	9.577	18	33.1	31.91	16	33.1	B9	J	11	1829	A -13 1346
43		8.6A	11 14.441	-0.0043	20	-13 33 44.07	0.025	20	0.37	14.514	18	33.1	44.49	16	33.1	B9	J	11	1831	A -13 1347
44		8.6A	11 14.966	-0.0067	18	-10 48 12.54	-0.016	20	0.36	14.977	18	33.1	12.27	16	33.1	A5	J	11	1830	A -10 1426
45		8.9A	11 17.212	0.0004	18	-13 27 4.26	-0.017	20	0.36	17.205	18	33.1	4.06	16	33.1	F0	J	11	1832	A -13 1398

46	8.3A		11	25.233	0.0001	17	-15	26	14.91	0.002	12	0.30	25.231	18	33.1	14.95	16	33.1	F0	J	12A	1965	A	-15 1315
47	9.0A		11	29.216	-0.0024	15	-10	47	39.42	0.000	18	0.33	29.257	18	33.1	39.42	16	33.1	A2	J	11	1833	A	-15 1428
48	8.9A		11	33.536	-0.0003	15	-18	44	30.88	0.019	11	0.28	33.541	18	33.1	31.20	16	33.1	A0	J	128	2141	A	-18 1343
49	8.8A		11	37.493	-0.0006	18	-18	24	52.94	0.035	13	0.32	37.502	18	33.1	53.54	16	33.1	A3	J	128	2142	A	-18 1344
50	9.0A		11	39.610	-0.0004	20	-11	11	14.06	-0.030	20	0.37	39.618	18	33.1	13.56	16	33.1			11	1834	A	-11 1419
51	8.5A	6	11	40.075	-0.0042	15	-11	9	42.49	0.005	17	0.32	40.146	18	33.1	42.58	16	33.1	B9	J	11	1835	A	-11 1420
52	8.6A		11	53.218	-0.0017	18	-19	35	29.95	0.026	13	0.32	53.247	18	33.1	30.39	16	33.1	K0	J	128	2144	A	-19 1390
53	8.8A		11	58.721	-0.0005	12	-10	3	5.92	-0.008	12	0.25	58.729	16	33.5	5.79	16	33.5	A5		16	1855	A	-10 1431
54	8.8A		12	4.749	0.0018	21	-17	27	46.52	-0.047	15	0.35	4.718	18	33.1	45.73	16	33.1	G5	J	12A	1966K	A	-17 1407
55	8.0A		12	8.893	-0.0003	15	-19	30	33.39	0.009	11	0.28	8.898	18	33.1	33.55	16	33.1	M1	J	120	2146	A	-19 1391
56	8.9A		12	9.799	-0.0001	21	-17	48	38.01	-0.004	15	0.35	9.801	18	33.1	37.95	16	33.1	G5	J	12A	1968	A	-17 1409
57	8.9A		12	10.621	-0.0004	21	-16	38	23.83	0.002	15	0.35	10.628	18	33.1	23.87	16	33.1	A3	J	12A	1967	A	-16 1407
58	8.9A		12	11.046	-0.0033	18	-17	26	33.59	-0.020	13	0.32	11.102	18	33.1	33.26	16	33.1	A0	J	12A	1969	A	-17 1408
59	9.2A		12	11.541	0.0007	21	-17	27	54.66	0.014	15	0.35	11.529	18	33.1	54.90	16	33.1			12A	1970	A	-17 1410
60	8.6A		12	23.330	-0.0012	20	-12	52	20.20	0.080	20	0.37	23.349	18	33.1	21.56	16	33.1	A3	J	11	1838	A	-12 1419
61	8.9A		12	24.532	-0.0016	18	-10	12	34.17	0.032	20	0.36	24.559	18	33.1	34.71	16	33.1	B9	J	11	1837	A	-10 1434
62	8.5A		12	29.230	0.0031	18	-18	3	56.53	0.042	13	0.32	29.178	18	33.1	57.25	16	33.1	K5	J	12U	2147	A	-18 1349
63	8.6A		12	30.502	-0.0007	18	-12	19	35.32	0.016	20	0.36	30.515	18	33.1	35.59	16	33.1	G5	J	11	1840	A	-12 1420
64	8.4A		12	31.221	-0.0004	20	-11	7	23.96	0.015	20	0.37	31.229	18	33.1	24.22	16	33.1	F0	J	11	1839	A	-11 1425
65	9.0A		12	32.622	-0.0019	21	-16	11	9.40	-0.023	15	0.35	32.655	18	33.1	9.02	16	33.1	F5	J	12A	1972	A	-16 1408
66	8.8A		12	33.498	-0.0059	20	-11	47	5.37	-0.068	20	0.37	33.598	18	33.1	4.22	16	33.1	G0	J	11	1841	A	-11 1426
67	8.4A		12	35.035	0.0002	21	-16	24	19.33	-0.007	15	0.35	35.031	18	33.1	19.22	16	33.1	A2	J	12A	1973	A	-16 1409
68	8.8A		12	38.839	-0.0105	17	-19	42	51.90	-0.242	12	0.30	39.016	18	33.1	27.81	16	33.1	G5	J	128	2149	A	-19 1394
69	8.7A		12	52.481	-0.0011	18	-11	53	58.34	0.008	20	0.36	52.501	18	33.1	58.48	16	33.1	A3	J	11	1842	A	-11 1427
70	9.0A		12	59.376	-0.0033	15	-11	37	5.05	-0.030	17	0.32	59.432	18	33.1	4.34	16	33.1	A3	J	11	1843	A	-11 1428
71	9.1A		13	1.670	-0.0005	18	-12	33	51.84	0.004	20	0.36	1.678	18	33.1	51.91	16	33.1	F2	J	11	1844	A	-12 1421
72	6.6T		13	3.987	0.0000	13	-11	53	14.68	0.018	10	0.50	3.985	19	2.2	15.45	19	08.1	A2		GC	8004	A	-11 1429
73	8.7A		13	4.668	0.0022	18	-13	28	30.09	-0.080	20	0.36	4.631	18	33.1	28.74	16	33.1	F8	J	11	1846	A	-13 147A
74	6.2T		13	6.011	0.0007	15	-18	27	31.79	-0.050	13	0.71	5.981	24	04.1	29.38	22	01.3	K0		GC	8008		-18 1352
75	9.0A		13	8.179	-0.0010	20	-13	19	56.02	-0.025	20	0.37	8.196	18	33.1	55.60	16	33.1	F0	J	11	1847	A	-13 1409
76	9.0A		13	10.109	-0.0000	21	-15	46	47.53	-0.003	15	0.35	10.109	18	33.1	47.48	16	33.1	B9	J	12A	1974	A	-15 1320
77	8.8A		13	15.869	0.0002	18	-18	28	51.48	-0.003	13	0.32	15.866	18	33.1	51.44	16	33.1	K2	J	128	2155	A	-15 1356
78	8.8A		13	17.241	-0.0032	18	-18	35	14.12	-0.021	13	0.32	17.295	18	33.1	13.76	16	33.1	G5	J	128	2155	A	-18 1357
79	8.3A		13	24.505	-0.0020	15	-10	49	4.72	0.009	17	0.32	24.539	18	33.1	4.88	16	33.1	B9	J	11	1848K	A	-10 1443
80	8.3A		13	24.883	-0.0005	18	-19	28	36.53	-0.015	15	0.33	24.891	18	33.1	36.27	16	33.1	B9	J	128	2156	A	-19 1398
81	8.8A		13	25.146	0.0027	17	-11	34	6.27	0.001	18	0.34	25.100	18	33.1	6.29	16	33.1	K0	J	11	1849	A	-11 1432
82	6.9G		13	27.084	-0.0025	11	-12	42	23.68	0.016	10	0.51	27.183	18	06.1	24.44	18	[illegible]	F2		GC	8023		-12 1422
83	5.0T		13	27.345	0.0003	09	-13	42	2.00	-0.011	08	0.35	27.333	12	11.0	1.53	12	06.6	B9		GC	8024		-13 1411
84	8.6A		13	28.385	0.0045	15	-19	47	10.85	-0.059	12	0.29	28.509	18	33.1	9.86	16	33.1	F8	J	128	2157	A	-19 1399
85	9.0A		13	32.849	-0.0001	21	-15	20	9.23	-0.011	15	0.35	32.651	18	33.1	9.05	16	33.1	A0	J	12A	1975	A	-15 1322
86	8.9G		13	34.330	-0.0005	11	-12	43	15.02	-0.018	08	0.50	34.352	17	02.0	14.12	17	99.5	F0		GC	8029		-12 1423
87	9.0A		13	37.654	-0.0017	13	-10	14	17.14	-0.001	15	0.30	37.682	18	33.1	17.12	16	33.1	A0	J	11	1853	A	-10 1444
88	8.7A		13	38.378	-0.0009	12	-10	8	44.12	-0.011	12	0.25	38.393	16	33.5	43.94	16	33.5	F2		16	1877	A	-10 1445
89	8.8A		13	40.019	-0.0035	17	-14	24	30.75	-0.136	11	0.29	40.079	18	33.1	48.44	16	33.1	G5	J	12A	1976	A	-14 1379
90	8.0A		13	42.360	-0.0008	21	-17	0	40.88	0.008	15	0.35	42.374	18	33.1	41.02	16	33.1	G5	J	12A	1977	A	-16 1413
91	9.3A		13	46.787	-0.0011	21	-17	5	46.47	-0.012	15	0.35	46.804	18	33.1	46.27	16	33.1	K5	J	12A	1979	A	-17 1418
92	9.0A		13	47.248	0.0008	21	-15	22	32.57	-0.048	15	0.35	47.234	18	33.1	31.76	16	33.1	G5	J	12A	1978	A	-15 1325
93	9.0A		13	51.826	-0.0005	13	-13	4	44.98	-0.037	15	0.30	51.835	18	33.1	44.36	16	33.1	A0	J	11	1855	A	-13 1414
94	5.97		13	53.873	-0.0006	14	-16	35	59.07	0.006	12	0.74	53.903	19	97.1	59.41	17	95.1	B5		GC	A038		-16 1415
95	8.9A		13	54.629	-0.0010	21	-16	14	50.04	0.000	15	0.35	54.645	18	33.1	50.04	16	33.1	A5	J	12A	1981	A	-16 1414
96	9.1A		13	54.920	+0.0028	18	-17	53	16.11	-0.023	13	0.32	54.968	18	33.1	15.73	16	33.1	A2	J	12A	1982	A	-17 1420
97	8.9A		14	4.102	-0.0002	18	-17	55	15.26	0.000	13	0.32	4.105	18	33.1	15.27	16	33.1	A0	J	128	2162	A	-17 1421
98	8.93		14	7.768	0.0037	18	-11	7	29.39	0.051	20	0.36	7.688	18	33.1	30.26	16	33.1	F5	J	11	1857	A	-11 1434
99	8.7A		14	11.858	0.0006	17	-19	19	51.54	0.008	12	0.30	11.848	18	33.1	51.67	16	33.1	A3	J	128	2163	A	-19 1400
00	9.1A		14	14.457	-0.0001	18	-15	18	7.76	0.007	13	0.32	14.459	18	33.1	7.88	16	33.1	K0	J	12A	1984	A	-15 1327

这里 r 是观测者和光源之间的距离．因此星等依赖于光源的固有亮度及其距离．所以我们对视星等和绝对星等M要加以区分．所谓视星等即在进行了大气消光、仪器影响等的修正后，(9.2)式所示的值．所谓绝对星等即为天体在10个秒差距距离处的视星等．从(9.2)和(9.3)式我们可有

$$m - M = 5\lg r - 5 = 5\lg(r/10)$$

测量的流量由下式给出：

$$F = \int_0^\infty R(\lambda)S(\lambda)d\lambda$$

其中 $S(\lambda)$ 是源的有效流量(即光源加背景)，而 $R(\lambda)$ 是仪器的响应函数(望远镜加光度计加大气)．因此人们需要从测量的流量中扣去由于背景而产生的部分（实际上这部分主要产生于前景，即主要是大气中的气辉)．大气的主要影响是减弱光源的强度．这样，在望远镜里的视星等要大于大气层顶的视星等，所大的量就是大气消光通常写成

$$m_{\text{大气}} = m + \varepsilon X \tag{9.4}$$

其中 ε 是单位大气质量的消光量；X是大气质量，其值接近于 $\sec z$，其中 z 是折射天顶距．ε 的典型值是每大气质量 $0^m.1$—$0^m.3$．

当响应函数 $R(\lambda)$有一个既尖锐又狭窄($\sim$10 Å)的峰时，上述讨论对单色星等是严格有效的．当 $\Delta\lambda$ 高达 $\sim$200 Å，仍是非常精确的（$\sim 0^m.001$)．普通的测光系统是基于宽得多的响应函数．通常分窄带、中带和宽带测光．一个测光系统由几个不同的响应函数(至少二个)组成，它们的极大值分布在目视光谱的宽阔范围内．例如，UBV 系统是一个三色系统，它的有效波长接近于3650 Å(紫外)，4400 Å(蓝)和5500 Å(黄色，即典型的目视谱线)．它们的带宽分别是大约 680 Å，

980 Å 和 890 Å. 每二者之间的差 U－B 或 B－V 称色差或色指数. 大气消光是依色而异，(9.4)式必须计及这一点而作适当修改.

上面的描述适用于太阳系以外的天体，对于行星、月亮和彗星，视星等依赖于天体与太阳的距离(因为它们是反射太阳光而发亮)、天体与地球的距离和太阳、天体、地球三者构成的角度即相角. 只要你觉察到月亮在一个月内显现的形态，亮度依赖于相角就是显而易见的. 太阳系天体的绝对星等定义为天体离地球和太阳均为一天文单位距离上冲时(即零相角)所见的视星等值.

存在许多不同的测光系统. 人们设计测光系统来获得关于天体的最大量的物理信息. 除 R, I 和其他颜色之外 UBV 系统还已扩展到红外区，并打算用于恒星工作. 另一个宽带三色系统是 RGU 系统. 一种普通的中带系统是 ubvy 系统，其有效波长接近 3500 Å, 4100 Å, 4700 Å 和 5500 Å. 带宽是 200—300 Å.

恒星光度表　　现代的主要测光系统是 Johnson (Johnson 和 Morgan, 1953) 的 UBV 系统. BV 的较早型是 m_{pv} 和 m_{pg} (国际仿视星等和照相星等). 关于 UBVRI 系统中恒星的均一资料，读者可参考 Iriarte 等 (1965)和 Johnson 等(1966)的文章. Blanco 及其合作者 (Blanco 等, 1968)已编纂了一份 UBV 目录.

§ 9.3.7　恒星光谱

恒星的光谱分类提供一个按温度和光度分类的二维分类方案. 温度由字母和数字的组合(O5, B6 等)表示，光度的级以附加一个从 I 到 V 的罗马数字 (O5I, B6IV 等)表示. 按温

度减少的次序，字母排列是 O,B,A,F,G,K,M；以及按光度增加的次序，它的排列从 V 到 I. 温度的级别又进一步分成 10 个次级(按照温度减小的次序为 O9,B0,B1···,B9,A0 等)，附加的各种小写字母 (B0Iab A0Vpec 等)提供了更多灵活性和信息. 现代系统是诸如 Johnson 和 Morgan (1953) 给出的 MK (1943) 系统，MK 系统以 HD 系统为基础并取代了后者，Jaschek 等(1964)的文章和 Blanco 星表也包括光谱型.

§ 9.3.8 特种类型的恒星

食变星表、造父变星表、高光度星表、化学成分特殊星表、大自行星表、近太阳星表、多重星系成员星表等刊载各种形状、大小和特殊类型的恒星. 要想了解这些很特殊的星表必须向有关上述星表的资料中心咨询.

§ 9.3.9 星名

大多数"命名的"星仅有一个标志其名字的号码，带有一固有名字的星是很少的 [如 Polaris (北极星)、Vega (织女星)，Sirius (天狼星)]. 这些名字起源于希腊、罗马或阿拉伯的星名或者它们的译名. Flamsteed 在 1725 年定了许多亮星在星座中的号码. 像 Vega = 3Lyrae = 3Lyr. 次序按赤经排. Bayer 在更早些的 1603 年以希腊字母赋于星座中的亮星. 这通常是以星等的增加而定. 因此 Vega = α Lyr = 3Lyr = FK4 #699 = GC #25466 = N30 #4138 = HR (或 BS 即《耶鲁亮星表》) #7001 = HD #172167，等等. Allen (1899) 写了一部有趣的书，叫作《恒星的名字和它们的含义》(Star-Name and Their Meanings). 变星以字母的名字附在星座名上命名，如 RF Cas.

§9.4 非恒星天体

恒星通常在天空中成组在一起，这种星团有两种类型——开放星团和球状星团。有关星团的资料由《星团和星协表》(Catalog of Star Clusters and Associations, Allen 等，1970)给出。恒星的大量聚集形成星系。《新修订非恒星天体总表》(The Revised New General Catalogue of Nonstellar Astronomical Objects, Sulentic 和 Tifft, 1973) 和《第二亮星系基准表》(Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, de Vaucouleurs 等，1976) 两书值得参看。

附录 A　IAU(1976) 天文常数系统

时间的天文单位是一天(86 400 秒)。一儒略世纪内时间间隔为 36 525 天。质量的天文单位是太阳质量($M_{\odot}$)。长度的天文单位(即单位距离)是这样规定的，当测量单位都取长度、质量和时间的天文单位时，高斯引力常数(k)取值为 0.01720209895。k^2 的量纲是引力常数(G)的量纲。

高斯引力常数	$k=0.01720209895$
光速	$c=299792458$ 米/秒
单位距离的光行时	$=499.004782$ 秒
地球赤道半径	$a=6378140$ 米
地球的扁率	$f=1/298.257$
地心引力常数	$GM_{\oplus}=3.986005\times10^{14}$ 米^3/秒^2
引力常数	$G=6.672\times10^{-11}$ 米^3/(千克·秒^2)
月地质量比	$\mu=0.01230002$
J2000.0 每儒略世纪的黄经总岁差	$p=5029''.0966$
J2000.0 黄赤交角	$\varepsilon=23°26'21''.448$
J2000.0 章动常数	$=9''.2109$
单位距离	$=1.49597870\times10^{11}$ 米
太阳视差	$\pi_{\odot}=8''.794148$
J2000.0 光行差常数	$\kappa=20''.49552$
日心引力常数	$GM_{\odot}=1.32712438\times10^{20}$ 米^3/秒^2

太阳质量　　$M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{30}$ 千克

太阳对于行星及其卫星的质量比

水星	6 023 600	木星	1 047.355
金星	408 523.5	土星	3 498.5
地球	332 946.0	天王星	22 869
地球＋月亮	328 900.5	海王星	19 314
火星	3 098 710	冥王星	3 000 000

地球的引力场

$$J_2 = +0.00108263, \quad J_3 = -0.254 \times 10^{-5},$$

$$J_4 = -0.161 \times 10^{-5}$$

新的标准历元（命名为 J2000.0）将是 2000 年 1 月 1.5 日，是 JD2451545.0，新的标准春分点将对应于这一瞬间。

附录 B　术语汇编

（按汉语拼音顺序排列）

A

埃（angstrom）　长度单位（$=10^{-8}$厘米），经常用于恒星光谱中表示可见谱线（～4000—7000 埃）的波长.

暗（电）流（dark current）　当光电设备被遮盖起来（即未被光照射）时所存在的电流.

B

巴耳末跳变（Balmer discontinuity or jump）　在氢巴耳末系限上，恒星光谱连续部分强度的突然减少.

半径增大（augmentation of the semidiameter）　站心和地心半径之间的差. 取一级近似为 $\Delta S=\pi S\cos z$，其中 π 为赤道地平视差，S 是半径，z 是天顶距.

半日弧（semidiurnal arc）　上升或下落时之时角.

半影（penumbra）　在一个被照射物体后面，既不是全暗影区，又不是光亮的区域称半影.

半影食（penumbra eclipse）　是一种交食，被食天体仅进入食天体的半影中.

北地极（north terrestrial pole）　在它上面看起来地球自转呈反时针方向的这一个地极.

北点（north point）　天子午圈与天文地平的交点，位于东点起反时针向 90° 处.

背点（antapex）　天球上与向点正相反的一点.

北回归线（tropic of Cancer） 是地球的一个纬度圈，其纬度值近似等于黄赤交角。

北极距（north polar distance） 赤纬的补角；偶而也用作黄纬的补角。

北极圈（arctic circle） 地球表面上的纬度圈。这个圈与北极的距离近似等于黄赤交角(23°27′)。

北极星（pole star） 这是距北天极约 1° 的一颗 2 等星，即小熊座 α，中名勾陈一。

北极星序（north polar sequence） 一组在北极附近 2° 内的作为国际星等系统标准的星。

北天极（north celestial pole） 在它上面看起来地球自转是反时针方向的(天球旋转是顺时针方向)的这一个天极。

背景噪声（background noise） 测量系统中所有外来信号源的总称。不必是物理背景源。

贝克-努恩照相机（Baker-Nunn camera） 一种特殊的施密特照相机，为了得到人造卫星位置而设计的。

贝利珠（Bailey's beads） 日全食过程中，在全食的开始或结束以前的瞬间，通过分布于月亮边缘的山谷所看到的太阳光形成的小"珠"。

贝塞尔恒星常数（Besselian star constants） 用 a, b, c, d（对于赤经）和 a', b', c', d'（对于赤纬）表示的八个量。与贝塞尔日数一起用于把恒星的星表平位置归算到它的视位置。

贝塞尔日数（Besselian day number） 用 A, B, C, D, E 表示的五个量，与贝塞尔恒星常数一起用于把恒星的星表平位置归算到它的视位置。

贝塞尔太阳年（Besselian solar year） 计及周年光行差太阳平黄经正好等于18时40分的连续两个瞬间之间的时间间隔。非常接近于回归年(较之短 0ˢ148T)，年首总接近于1月1日。

本初子午线（prime meridian） 通过安装在格林尼治皇家天文台旧址的爱里子午环的地球子午线；是经度的起点。

本影（umbra） 位于被照亮天体后面的完全黑暗的部分。

本影食（umbral eclipse） 被食天体完全经过食天体本影的交食。

扁球（oblate spheroid） 椭圆绕其短轴旋转得到的形状。

扁率（flattening） 对于旋转椭球体以 f 表示的一个量，f 满足 $f = (a-c)/a = 1-(1-e^2)^{1/2}$，其中 a 是原椭圆的半长轴，c 是半短轴，e 是偏心率。对于地球 $1/f = 298.257$。

变星（variable star） 视亮度随时间变化的恒星。

边缘（limb） 投影在天空平面上的天体圆面的视边缘。

编纂星表（compilation catalog） 由主要的绝对星表的合理组合编制的恒星星表。

标准潮汛（establishment of port） 在一特定地点，月亮中天和高潮之间的时间间隔。

标准坐标（standard coordinates） 望远镜焦平面上的一种直角坐标系，由心射图法与天球坐标相联系。

不变平面（invariable plane） 以太阳系总角动量矢量的方向为法线的平面。由于木星的原因，它倾斜于黄道平面约 2° 左右。

不均匀性（inequality） 一种附加在天体的赤经或黄经主项上的周期项。例如，时差为太阳运动的不均匀性。

C

参数纬度（parametric latitude） 同偏心纬度。

测地岁差（geodesic precession） 一种很小的相对论性效应，它使得春分点沿黄道在总岁差相反的方向上产生一种运动。

测光（photometry） 光强度的测量。

测微器（micrometer） 一种用于在望远镜视场内测量位置的仪器。

长期变化（secular variation） 年变的时间变化率。

长期光行差（secular aberration） 由于太阳系在星际空间运动而引起的光行差分量。

长期加速度（secular acceleration） 见透视加速度。

长期视差（secular parallax） $\sin^{-1}(d/r)$所表示的角度，其中 d 是太

阳系一年内所走过的距离，r 是恒星的日心距离。

场曲（field curvature） 光学系统中的一种像差。普遍存在于施密特望远镜，其中光束聚焦在一个弯曲表面，而不是平面上。

超新星（supernova） 恒星的爆发，导致其光度在瞬时内剧增至 10^7—10^8 倍。

潮候时差（establishment of port） 见"标准潮汛"。

潮汐（tide） 由于外部较差引力的作用而引起的天体的形变。

晨昏蒙影（twilight） 见曙暮光。

赤道半径（equatorial semidiameter） 一个扁形天体沿其赤道的半径值。

赤道地平视差（equatorial horizontal parallax） 由 $\sin^{-1}(a/r)$ 给定的角度，其中 a 是参考椭球体的半长轴，r 是天体的地心距离。

赤道式装置或赤道式望远镜（equatorial mount or telescope） 望远镜的一种装置。它的一个轴平行于地球的自转轴，另一个轴正交于它（极轴和赤纬轴）。以恒星速率向地球角速度相反的方向驱动仪器，使恒星在视场中保持固定。

赤道岁差量（equatorial precessional quantities） 由 ζ_0、z 和 θ（或 J）表示的三个量。用于严格改正赤道坐标中的岁差。

赤道坐标系（equatorial coordinate system） 距离、赤纬和赤经（或时角）为量度的天球坐标系。站心、地心、日心、和太阳系质心坐标系皆可采用赤道坐标系。

赤经（right ascension） 从春分点起计量，向东为正，沿天赤道到量度目标的时圈与天赤道的交点的角距。

赤经章动（nutation in right ascension） 二分差的旧称。

赤经自行（proper motion in right ascension） 自行在赤经上的分量。

赤纬（declination） 从天赤道到所指的点的角距离，沿通过这个点的时圈计量，在天赤道以北（南）为正（负）。

赤纬大圆（circle of declination） 固定于天球上的赤道坐标系中的第二大圆系。每一个通过天赤道的极。这个述语罕用。

赤纬圈（parallels of declination） 平行于天赤道的小圆.

赤纬岁差（precession in declination） 即赤道岁差量 θ.

赤纬轴（declination axis） 赤道式装置的南北向旋转轴.

赤纬自行（proper motion in declination） 自行在赤纬上的分量.

冲（opposition） 两个天体在天球上位于直径两端相对的位置上. 最常用于当一个天体是太阳的情况.

出差（evection） 在月球运动中由于太阳和行星摄动产生的小的无规则差动.

出凌（egress） 行星在凌日终止时横穿太阳边缘的运动.

出现期（apparition） 天体可见时的时间间隔.

初亏（first contact） 食、掩星或凌日开始的瞬间.

初始台站（initial station） 作为大地基准点的台站.

垂线角（angle of the vertical） 大地纬度(ϕ)和地心纬度(ϕ')之间的差值 $\phi-\phi'$.

垂线偏差（deflection of the vertical） 天文垂线和大地垂线之间的角度.

春分点（vernal equinox） 天赤道与黄道的交点，太阳过此点时，其地心赤纬增加.

春分点加速度（acceleration of the equinox） 一平太阳日长度超过一平恒星日的长度量，约为 3 分 56.6 秒.

D

大地赤道（geodetic equator） 当参考椭球体的原椭圆绕它的半短轴旋转时，半长轴扫出的平面.

大地垂线（geodetic vertical） 参考椭球体在指定点处的法线方向.

大地基准点（geodetic datum） 在一个天文坐标已精确测定的选定点(初始站)的大地纬度、经度和方位角的采用值.

大地极（geodetic poles） 参考椭球体的旋转轴与它的表面的交点.

大地经度（geodetic longitude） 大地子午面和通过格林尼治皇家天文台旧址爱里子午环的大地子午面之间的夹角.

大地平行圈（geodetic parallels） 参考椭球体上平行于测地赤道的小圆。

大地水准面（geoid） 由海洋平均表面定义的引力和自转的等势面。

大地天顶（geodetic zenith） 参考椭球体上指定点的外法线延长与天球的交点。

大地纬度（geodetic latitude） 大地垂线方向和赤道平面之间的锐角。

大地子午线（geodetic meridian） 通过指定的点并通过大地极的圆。

大地坐标（geodetic coordinates） 地球表面的一种坐标系．依赖于一种特定的大地表面模型．

大距（行星）（greatest elongation） 对于水星和金星，它们的距角最大值大约为 28° 和 47°．而所有外行星能达到 180° 距角．

大距（拱极星）（elongation） 当某一颗拱极星，在方位上离极向东或向西达最大距离的瞬间．

大气辉光（airglow） 同气辉。

大气消光（atmospheric extinction） 光在地球大气中被吸收和散射的综合效应．两者都减弱并红化从天体来的光．减弱星等大致与天顶距的正割成正比，比例常数称为每单位大气质量的大气消光。

大气质量（air mass） 通过大气的光程长度的量度．当天顶距小于 75°，它大致与天顶的正割成正比．

大行星（major planet） 太阳系中九个大天体之一，即水星、金星、地球、火星、木星、土星、天王星、海王星和冥王星．

大圆（great circle） 通过球面中心的平面与这个球面相交形成的球面点的轨迹。

大圆赤经自行（proper motion in right ascension along a great circle） 赤经自行与赤纬余弦的乘积．

单色的（monochromatic） 单一波长的，即零带宽．

等高圈（almucantars） 平行于天文地平的小圆．也称为地平纬圈．

等高仪（astrolabe） 观测恒星通过固定高度来决定其位置的一种设

备．通常高度为60°.

等值宽度 (**equivalent width**) 谱线强度的一种量度.

底片常数 (**plate constants**) 底片模型的参数.

底片尺度 (**plate scale**) 照片上的线性距离与天球上相应的角距离之比率.

底片模型 (**plate model**) 理想坐标与标准量度坐标之间的关系.

地方参考系 (**local reference system**) 天文学中二种直接实现的坐标系——地平坐标系和地理坐标系.

地方恒星时 (**local sidereal time**) 春分点的时角，或格林尼治恒星时减去西经.

地方南北线 (**local north-south line**) 天子午面与地球表面的交线.

地方平时 (**local mean time**) 世界时减去观测者的西经.

地方平正午 (**local mean noon**) 假想平太阳中天的时刻.

地方天文子午线 (**local astronomical meridian line**) 同地方南北线.

地理纬度 (**geographic latitude**) 通常与大地纬度相同.

地理坐标系 (**geographic coordinate system**) 地球表面的一种坐标系．例如天文和大地坐标系.

地理自转赤道 (**geographic equator of rotation**) 通过地球中心，法向为瞬时自转轴的平面与地球表面的交线.

地理自转极 (**geographic poles of rotation**) 地球瞬时自转轴穿过的地球表面上的两点.

地面大气折射 (**terrestrial refraction**) 见地平大气折射.

地平半径 (**horizontal semidiameter**) 对于一个扁球体，其值或者是极半径除以 $(1-e^2\cos^2 P)^{1/2}$，或者是赤道半径乘以 $(1-e^2\sin^2 P)^{1/2}$，这里 e 为此扁球体的偏心率，P 为此球体自转轴的位置角．注意，自转轴朝向(或背向)观测者的倾角并不在内.

地平大气折射 (**geodetic refraction**) 当光的路径完全在地球大气内时，大气折射的极限值.

地平俯角 (**dip of the horizon**) 可见地平低于天文地平的角距离.

地平经度（**azimuth**） 同方位角.

地平经圈（**vertical semidiameter**） 地平坐标系中的副圈系统.

地平视差（**horizontal parallax**） 地平方向上的周日视差值.

地平纬度（**altitude**） 从天文地平沿着通过某点的垂直圈测量到该点的角距离. 是天顶距的余数.

地平纬圈（**parallels of altitude**） 同等高圈.

地平折射（**horizental refraction**） 地平方向上的大气折射改正值，通常采用值为 34′.

地平坐标系（**horizon coordinate system**） 以距离、高度和方位角为量度的天球坐标系，通常用站心系也用地心系.

地球反照（**earth shine**） 地球反射的太阳光照在月球上，当月亮接近新月相位时，使月轮黑暗部分可见到的光.

地心的（**geocentric**） 参考地球中心的.

地心经度（**geocentric longitude**） 同大地经度.

地心视差（**geocentric parallax**） 同周日视差.

地心天顶（**geocentric zenith**） 观测者的地心位置矢量延长与天球的交点.

地心纬度（**geocentric latitude**） 地心位置矢量和赤道平面之间的夹角.

东点（**east point**） 在天文地平上与北点（顺时针计量）相距 90° 的点. 在春秋分太阳在东点升起，而所有恒星看上去都在东边升起.

冬至（**winter solstice**） 黄道上太阳赤纬达最小值的一点，也指太阳到达此点的瞬间.

动力学扁率（**dynamic flattening**） 量 $(C-A)/C$，其中 A 和 C 分别为地球赤道和极的转动惯量.

动力学视差（**dynamic parallax**） 利用开普勒第三定律求出的双星系统周年视差的估计值.

动力学天平动（**dynamic libration**） 月亮的实际自转与它的平均自转的偏离(如卡西尼定律给出).

独立日数（**independent day number**） 由星表平均位置归算视位置

所用的六个参量：f,g,G,h,H 和 i。

独立星表（independent catalog） 一种星表，其恒星位置的获得独立于其他类似星表。

短周期章动（short period nutation） 与月亮黄经有关的章动部分。

对日照（counterglow, gegenschein） 在与太阳相对方向的天空中出现的一个非常暗淡的亮斑。

多普勒效应（Doppler effect） 由于发射源和观测者之间相对运动引起的声波或光波视频率的变化。

E

蛾眉月（crescent moon） 月亮的一种相位，其时月球距角小于90°，并且可见半球的一半以下是亮的。

二次扁率（second flattening） 即量 af/c，其中 f 为扁率，a 为椭圆半长轴，c 为椭圆半短轴。

二分差（equation of the equinoxes） 平春分点相对于真春分点和真赤道的赤经，或等价于一颗赤道上天体的平赤经和真赤经之差，也等于视恒星时和平恒星时之差。

二分点（equinoctical points, equinoxes） 天赤道和黄道的两个交点，即春分点和秋分点，或称太阳赤纬为零的瞬间。

二分圈（equinoctical colure） 通过天极和二分点的天球大圆。它的极是二至点。

二分时（equinoctical time） 把地球自转周期分成相等（通常为 24）小时数的任何一种时间系统。

二级日数（second-order day number） 用 J 和 J' 表示的量，用于将恒星星表平位置归算到视位置。

二至点（solstices） 黄道上距春分点东西各 90° 的两点；并且是太阳赤纬达极大或极小的两个瞬间。

二至圈（solstitial colure） 通过天极和二至点的大圆；其极为二分点。

F

反射望远镜（reflecting telescope） 用凹面镜作为物镜的光学仪器.

反照率（albedo） 光入射在物体表面上，从其上反射的光所占的百分比.

方位角（azimuth） 从南点沿天文地平向西计量到天文地平与通过所讨论点的垂直圈的交点的角距离. 经常从北点向东测量.

方位天文学（positional astronomy） 进行天体(主要指亮星、行星、大的小行星、月亮和太阳)位置归算的天文学分支，目的在于确定惯性参考架.

方照（quadrature） 太阳系内两天体，当它们的地心经度相差 ±90°时的位形；或者一个天体距角为±90°时的位形.

仿视星等（photovisual magnitude） 天体的一种星等，以照相方法在目视最灵敏的波段上进行测量所得.

分辨本领（resolving power） 光学系统分辨力的度量.

分辨率（resolution） 星象的细节能被分辨的最小程度.

分光光度测量（spectrophotograph） 在不同波长上光强度的测量.

分光镜（spectroscope） 一种用于直接观察光源光谱的仪器.

分光视差（spectroscopic parallax） 根据恒星的光谱型、视星等和光谱光度关系估计而得的恒星周年视差.

分至月（tropical month） 月亮相对于春分点的公转周期，等于 27天 07 小时 43 分05 秒.

俯角（depression） 当天顶距超过 90° 时，高度的负向值.

副圈（secondary circles） 通过基本参考圈之极的一组大圆.

复现（emersion） 在食或掩星结束，一个天体从第二个天体后面重新显现.

复圆（fourth contact） 食、掩星或凌日终止的瞬间.

G

改进儒略日（modified Julian date） 儒略日减去 2,400,000.5.

高度（elevation） 地球表面点对于参考椭球的高度．

高斯年（Gaussian year） 与开普勒第三定律，太阳质量和地球轨道半长轴（1天文单位）相联系的时间间隔，为 365 天 06 小时 09 分 56 秒．

格里历（Gregorian calendar） 当前使用的民用历． 它的年长平均为 365.2425 日（平太阳日）．

格林尼治恒星日（Greenwich sidereal date） 在格林尼治子午线上自公元前 4713 年（平恒星年）1 月 1 日 12 时起计量的平恒星日的整数和小数部分．

格林尼治恒星日数（Greenwich sidereal day number） 格林尼治恒星日日期的整数部分．

格林尼治平时（Greenwich mean astronomical time） 从格林尼治子午圈中午起算的世界时． 通常限于 1925 年以前使用．

格林尼治子午圈（Greenwich meridian） 通过格林尼治皇家天文台旧址爱里子午环所在地的子午圈（按需要可以是天子午圈、大地子午圈）．

拱点（apsides） 在轨道上到焦点距离是极值的那些点，即远星点和近星点．

拱极区（circumpolar regions） 天球上恒显圈之上，恒隐圈之下的区域．

拱线（line of apsides） 连接轨道拱点的直线；即椭圆的半长轴，以及抛物线或双曲线的对称线．

惯性系（inertial system） 其中没有任何虚假力，且严格遵守牛顿运动定律的坐标系．

光变曲线（light curve） 天体亮度随时间而变化的一种图形或表格化的表示法．

光电测光（photoelectric photometry） 使用光电倍增管或脉冲计数光度计进行的光度测量．

光度（luminosity） 单位时间内输出的总辐射能．

光度型（luminosity class） 一种恒星光度和表面重力的分类． 通常用罗马数字 I—V 表示． 正常恒星（矮星）为 V 型，亚巨星为 III—IV

型，巨星为 II 型，超巨星为 I 型.

光年 (light year) 光在一年内所走过的距离，近似为 0.307 秒差距.

光谱型 (spectral class or type) 描述恒星温度的一种分类法，用字母 O，B，A，F，G，K，M 依次表示恒星表面温度递减，并以十进小数 (O9，B0，B1，…B9，A0 等)来表示更精细的分类.

光渗(辐照) (irradiation) 一种光学的反差效应，它导致测量具有视面的天体的大小时产生误差.

光视差 (parallax of light) 同光行时改正.

光速 (speed of light) 其量为 299 792 458 米/秒，以 c 表示.

光行差 (aberration of light) 由于光速有限产生的天体位移.

光行差 e 项 (e-terms of aberration) 同椭圆光行差.

光行差日数 (aberration day number) 贝塞尔日数；以 C 和 D 表示.

光行差椭圆 (aberrational ellipse) 随着地球绕太阳的周年公转，一颗恒星因周年光行差在天球上描绘的点的轨迹.

光行时改正 (correction for light time) 由于在光线由天体到观测者的传播期间，天体运动而引起的天体位置改正.

光学双星 (optical double) 两个看上去在同一方向上，但没有物理联系的恒星.

光学天平动 (optical libration) 由于地球相对于月亮的几何位置变化而产生的天平动分量.

光晕 (halation) 由照相底片的背面或乳胶反射的光所致，在亮星星象周围形成的一种晕圈.

圭表 (gnomon) 日晷的一种简单形式，它显示地方视太阳时.

轨道要素 (orbital elements) 完整地描述天体的轨道大小、形状和定向，以及天体在轨道上位置的一组量. 经典的是指半长径、偏心率、近日点角距、交角、升交点黄经和过近星点时刻.

国际星等制 (international magnitude system) 照相星等 (m_{pg}) 和目视星等 (m_{pv}) 系统. 现在常用的是 UBV 系统的 B 和 V.

国际原子时（international atomic time）1972 年后，国际协议采用的原子时。IAT = ET − 32!18。

过近星点时刻（time of periastron passage）行星或卫星在轨道上过最接近于主星一点的时刻。类似于过近地点时刻或过近日点时刻。

H

海洋时（sea time）航海者使用的一种已废除的民用历。

航海晨昏蒙影（nautical twilight）日出或日落与当太阳的俯角为 12°(即天顶距为 102°)的瞬间之间的时间间隔。

合（appulse, conjunction）一颗恒星到太阳系天体的视角距达到最接近的状态。两个天体的经向坐标相等的相对位置，例如：赤道合(赤经相等)或黄道合(黄经相等)。

恒显圈（circle of perpetual apparition）一个小圆，与上天极的极距等于 180° 减观测者的天文纬度（ϕ）的绝对值。赤纬为 δ，满足 $|\delta| > |\phi|$ 而接近这个极的恒星，永不下落。

恒星常数（star constant）见贝塞尔恒星常数。

恒星光行差（stellar aberration）光行差的分量，由观测者及光源的运动和相隔的距离之联合效应所产生。

恒星加速（acceleration of fixed stars）同春分点加速度。

恒星年（sidereal year）相对于恒星而言，地球绕太阳一周的时间间隔，等于 365 天 06 小时 09 分 10 秒。

恒星日（sidereal day）春分点两次上中天的时间间隔。

恒星时（sidereal time）以春分点时角变化定义的时间计量系统，等于春分点时角。

恒星时角（sidereal hour angle）赤经的另一种表达形式，即 360°-α 或 24^h-α。以前称之为负赤经。

恒星午（sidereal noon）春分点上中天的瞬间。

恒星月（sidereal month）相对于恒星而言，月亮绕地球公转一周的时间间隔，等于 27 天 07 小时 43 分 12 秒。

恒星周期（sidereal period）相对于恒星而言公转或自转的周期。

恒隐圈 (circle of perpetual occultation) 一个小圆，与上天极的极距等于180°减观测者的天文纬度(ϕ)。赤纬为δ,满足$|\delta|>|\varphi|$而接近隐天极的恒星,永不上升。

红移 (red shift) 由于多普勒效应或引力效应产生的谱线向波长较长方向的位移。

弧度 (radian) 长度等于圆半径的圆弧所对应的圆心角。

环食 (ann ar eclipse) 日食的一种。其时视太阳圆面大于视月亮圆面。

黄赤交角 (obliquity of the ecliptic) 黄道对于天赤道的倾角，约为23°27′。

黄道 (ecliptic) 天球大圆。黄道面是地球绕太阳公转的平均轨道面,也是黄道坐标系的基本圈。

黄道带 (zodiac) 天球上黄道左右16°宽的带状区域。

黄道地平最高点 (nonagesimal point) 黄道上地平高度最大的点。

黄道订正 (reduction to the ecliptic) 行星的黄经和它的轨道经度之差。

黄道光 (zodiacal light) 黄昏后的西边或黎明前的东边在黄道附近有时能见到的暗弱辉光。

黄道面 (plane of the ecliptic) 由黄道确定的平面。

黄道十二宫 (signs of the zodiac) 沿黄道的十二个星座。

黄道坐标系 (ecliptic coordinate system) 是距离、黄经和黄纬的球面坐标系。一般用地心、日心和太阳系质心的黄道坐标系。

黄昏 (dusk) 日落后的暮光阶段。

黄极距 (ecliptic polar distance) 黄纬的余数。

黄经 (ecliptic longitude) 从春分点沿着黄道到通过黄极与所指点的大圆与黄道的交点计量的角距离,向东为正。

黄经的分点差 (equation of the equinoxes in longitude) 即日月黄经章动。

黄经章动 (nutation in longitude) 真黄经与平黄经之间的差。

黄经总岁差 (general precession in longitude) 春分点在瞬时黄

道上的长期位移.

黄纬（ecliptic latitude） 从黄道到所指点的角距离，沿着通过黄极和这个点的大圆计量.

黄纬大圆（circles of latitude） 黄道坐标系中的第二大圆系. 每个通过黄道的极.

黄纬圈（parallels of latitude） 平行于黄道的小圆.

灰光（ashen light） 金星在月牙位相时，它的黑暗部分发出的微弱的辉光.

灰体（grey body） 其发射率不随波长而变且小于1的表面.

回归年（tropical year） 太阳相对于春分点的运行周期，等于365天05小时48分46秒.

会合周期（synodic period） 行星或月亮相对于地球而言的公转周期，即二次出现相同的相互方位的时间间隔.

彗差（coma） 光学系统的一种像差. 由于这种像差，照射在物镜不同部位的偏轴光线并不聚焦在同一平面上.

彗核（neeleus of a comet） 在彗星的核心处密集的固体微粒团.

彗尾（tail of a comet） 由于太阳光作用，从彗头中蒸发出的微粒和气体组成的可见集合体.

彗星（comet） 太阳系中的一种天体. 在接近太阳时呈现一条长尾巴或彗发，从主体或核延伸. 大多数彗星轨道接近于抛物线.

获月（harvest moon） 最靠近秋分时刻的满月.

J

基本星表（fundamental catalog） 利用最好的资料（主要从绝对星表）编制的星表，以体现惯性参考系.

极半径（polar semidiameter） 对于一个扁球体而言，是指通过其自转极的半径值.

极距（polar distance） 这常为至上天极或上黄极的距离，常指赤纬的补值.

极限星等（limiting magnitude） 用仪器、技术或搜寻方式所观测、

测量的最暗的星等.

极移（polar motion or wandering） 地球瞬时自转轴相对于地球本体的运动.

极轴（polar axis） 地球的自转轴;赤道式装置的轴,它所指向的点为上天极.

几何反照率（geometric albedo） 从一颗行星所接收的光通量与在行星距离处、零相位且同行星等面积的理想朗伯特反射盘的光通量之比.

季节时（seasonal hours） 一种把一天(包括白昼和黑夜)分成12小时的时间系统.

假平太阳（fictitious mean sun） 用于联系恒星和太阳时的数学上的假想天体.

渐晕效应（vignetting） 天体离轴分布时,在测量星等方面的系统误差.

降交点（descending node） 轨道面与参考平面的交点,过这个点以后纬向坐标值减少.

降交点黄经（longitude of the desending node） 轨道平面与参考平面交点的黄经,该点处轨道运动方向黄经是下 的.

交点年（nodical year） 同食年.

交点线（line of nodes） 连接轨道交点的直线.

交点月（draconic month, nodical month） 月亮绕地球相对于月亮轨道升交点的公转周期,约为27天05小时05分36秒.

交角（inclination） 天体的轨道面与某一参考面之间的夹角.

交角章动（nutation in obliquity） 真黄赤交角与平黄赤交角之间的差.

交食（eclipse） 同食.

焦比（focal ratio） 焦距的倒数. 也称聚光速率.

焦点（focus） 光线由透镜或反射镜聚焦成像的那一点.

焦距（focal length） 从透镜或反射镜到光线聚焦那一点的距离.

角动量（angular momentum） 位矢和线动量矢的矢积. 它的时间

变率是外力矩.

结点（**nodes**） 天体运动轨道和基本参考平面的交点.

近地点（**perigee**） 在地心轨道上离地心最近的点.

近点年（**anomalistic year**） 地球连续两次经过近日点的时间间隔，为365天06小时13分53秒.

近点月（**anomalistic month**） 月亮连续两次经过近地点的时间间隔,约为27天13小时18分33秒.

近日点（**perihelion**） 在日心轨道上离日心最近的点.

近星点（**periastron**） 在天体轨道上与主星最近的点.

近星点黄经（**longitude of periastron**） 近星点角距和升交点黄经之和. 近日点黄经或近地点黄经也可类此定义.

近星点角距（**argument of periastron**） 在轨道平面上，从升交点到近星点测量的角. 类似地可定义近地点或近日点角距.

经度（**longitude**） 从固定原点沿基本参考平面计量的角距离.

经度天平动（**libration in longitude**） 由于月亮自转速度是常数，而轨道速度非常数所致的天平动分量.

经纬仪（**theodolite**） 一种用于测量地平高度和方位角的可移动的望远镜.

径向速度（**radial velocity**） 速度在视线方向上的分量(带正负号).

距角（**elongation**） 对于太阳系天体，它是天体至太阳的天球大圆弧在地球上所张的角度. 如果 r 是行星的日心距，R 是太阳的地心距，ρ 是行星的地心距,则 $\cos$(距角)$=(\rho^2+R^2-r^2)/(2R\rho)$.

距离（**distance**） 在位置角和距离的坐标系中，参考天体和有关天体之间,沿着通过这两个天体的大圆计量的角距离.

距离模数（**distance modulus**） 天体的视星等和绝对星等之差,以星等表示. 对于非太阳系天体,其值等于 $5+5\lg\pi$，其中 π 是以弧秒表示的周年视差.

绝对星表（**absolute catalogue**） 同时进行星位测定和坐标轴的直接测定而得到的天体位置星表.

绝对星等（**absolute magnitude**） 对于太阳系外天体，距离为10秒

差距处的视星等值；对于太阳系天体，地心距和日心距各为1天文单位且相位角为0°时的视星等值.

K

卡塞格伦焦点（**Cassegrain focus**） 一种光学装置．其中，光线聚焦并反射在望远镜筒底面的主镜（抛物凹面）到小的副镜（双曲凸面），再通过中心小孔反射到主镜，在望远镜外聚焦.

卡西尼定律（**Cassini's laws**） 支配月球公转和自转的视现象的三个规律． 它们是（1）月球赤道在黄道上的降交点与它的轨道升交点重合；（2）月球赤道相对于黄道的倾角是一个常数；（3）月球自转的平均周期等于公转的平均恒星周期.

卡西尼环缝（**Cassini's dimision**） 土星的两个最亮的环之间的黑暗区域.

开普勒定律（**Kepler's laws**） 在日心引力作用下行星运动所遵循的三条定律，即（1）行星绕太阳在一椭圆轨道上运行，而太阳位于一焦点上；（2）在相等时间内，行星的日心位置矢量扫过的面积相等；（3）行星公转周期的平方与轨道半长轴的立方成正比.

开普勒方程（**Kepler's equation**） 二体问题中，描述偏近点角（E）和平近点角（M）之间关系的方程，即 $E - e\sin E = M$（其中 e 为偏心率）.

柯克伍德空隙（**Kirkwood gaps**） 在小行星带的若干区域，其中小行星的平均运动与木星的平均运动可通约，而没有小行星.

柯西弥散公式（**Cauchy's dispersion formula**） 对于作为波长函数的空气折射率的一种近似的经验公式.

可见地平（**visible horizon**） 同视地平.

可知地平（**sensible horizon**） 见天文地平.

孔径（**aperture**） 望远镜的主镜或透镜的有效直径.

孔径效率（**aperture efficiency**） （改正遮光装置后）望远镜的有效直径与几何直径比的平方.

口径比（**aperture ratio**） 望远镜口径与焦距长度之比.

亏（waning gibbous） 月亮的日照可见部分的面积日益减小的位相.

L

拉格朗日点（Lagrangian pionts） 限制性三体问题的五个平衡解. 三个是不稳定的，二个(它们构成一个等边三角形)是稳定的. 特罗央(Trojan)小行星群是在木星-太阳系统的稳定拉格朗日点上.

蓝星等（B magnitude） 在 UBV 系统中,中心在 4400 埃的蓝星等.

朗伯定律（Lambert's law） 从一全漫射表面反射光的强度正比于表面的外法线与观测方向间的夹角的余弦.

类地行星（terrestrial planet） 内行星之一；水星、金星、地球以及火星.

力矩（torque） 位矢与力矢的矢积;动量的时间变率.

力学扁率（dynamical flattening） 量 $(C-A)/C$，其中 A 和 C 是地球赤道和极的惯性距.

力学视差（dynamical parallax） 利用开普勒第三定律推导的双星系统的周年视差值.

力学天平动（dynamical libration） 月亮的实际自转对于其平均自转的偏离(由卡西尼定律给出).

力学椭率（mechanical ellipticity） 同力学扁率.

历（calendar） 把日排成较大的时间类群，通常以月亮或太阳周期为基础. 目前使用的格里历是 1582 年颁布的.

历书（almanac） 同天文年历.

历书恒星时（ephemeris sidereal time） 在历书时零时，春分点相对于历书子午圈的时角. 由以历书时为单位计量的 T 换算恒星时的常用公式可以算得.

历书经度（ephemeris longitude） 相对于历书子午圈而非格林尼治子午圈计量的经度.

历书秒（ephemeris second） 历书时的单位. 在 1900 年 1 月 0 日历书时 12 时瞬间,回归年的长度精确地为 31,556,925.9747 历书秒.

历书时（ephemeris time） 太阳系天体运动方程中理想的自变量;实

际上取与这些方程中的近似解有换算关系的研究运动方程中的自变量。

历书中天（ephemeris transit） 相应于在历书子午圈上中天的历书时瞬间。

历书子午圈（ephemeris meridian） 如果地球以历书时定义的速率均匀转动，历书子午圈就是格林尼治子午圈。实际上，定义为格林尼治子午圈以东 1.002737909 ΔT 处的一条子午线，其中 ΔT 为历书时和世界时之差。

历元（epoch） 用于时间尺度上的参考点的一个特定瞬间。

黎明（dawn） 日出之前有曙暮光的阶段。

里奇-克莱琴望远镜（Ritchey-Chretien telescope） 一种由二块非球面镜组成的光学系统，在（卡塞格伦）焦平面上成像，能消除球差和彗差。

理论地平（rational horizon） 中心位于地心的天文地平。

理论天文学（theoretical astronomy） 根据物理学的基本定律，描述和预测天体位置和运动的科学。

临边昏暗（limb darkening） 当视线从圆面中心移向边缘时，太阳或其他星亮度的减弱。

凌日（transit） 内行星与太阳交食的现象。

留点（stationary point） 行星的日心轨道上的一个点，在此点上，行星的地心赤经的一阶时间导数为零。

流星（meteor） 一颗流星体通过地球大气，由目视或雷达观测到的大气的激发所产生的光迹。

流星体（meteoroid） 行星际空间的小颗粒。

流星余迹（meteor train） 一颗流星产生的残迹。

流星雨（meteor shower） 看起来从天球上同一点（称为辐射点）发出的大量流星。

流星雨辐射点（radiant of a meteor shower） 天球上流星余迹发源的那一点。

六分仪（sextant） 从移动平台上测量地理位置的仪器（通常测量的

是地平高度).

落 (**setting**) 当天体位于西方且几何天顶距为 90° 的瞬间.

M

马克苏托夫望远镜 (**Maksutov telescope**) 一种装有球面(而非抛物面)主镜的反射望远镜.

满月 (**full moon**) 月亮在冲时其整个亮面朝着地球时的月球相位.

卯酉圈 (**prime vertical**) 垂直于天子午圈的地平经圈.

梅西叶星表 (**Messier catalog**) 18 世纪由 C. Messier 编制的星表，内含 104 颗非恒星天体.

弥散银河光 (**diffuse galactic light**) 模糊星光和散射星光引起的对夜天空背景亮一种很小的影响.

密切椭圆 (**osculating ellipse**) 相切于实际轨道的瞬时椭圆.

秒差距 (**parsec**) 计量天体距离的单位. 在此距离处一个天文单位的视差为 1″，相当于(1 天文单位) csc1″ $\simeq 3.086 \times 10^{16}$ 米.

民用(晨昏)蒙影 (**civil twilight**) 日出或日落与太阳的俯角为 6° 的瞬间之间的时间间隔.

民用年 (**civil year**) 在格里历中为 365.2425 平太阳日[=(365 日 × 400 + 97 闰日)/400].

民用时 (**civil time**) 用于日常生活的世界时(平太阳时)计量的时间系统，以子夜为一天的开始.

民用曙暮光 (**civil twilight**) 同民用(晨昏)蒙影.

明暗界线 (**terminator**) 行星的明亮和暗黑部分的界线.

没 (**setting**) 同落.

默冬章 (**Metonic cycle**) 235 个太阴月的时间间隔，即 19 年的时间间隔(1年＝365.25 天).

目镜 (**ocular**) 望远镜目视端的镜片.

目视星等 (**visual magnitude**) 同 V 星等.

N

南北线（**meridian line**） 天子午圈平面与天文地平面的交线.

南点（**south point**） 天子午圈与天文地平圈上距东点顺时针方向90°处的交点.

南回归线（**tropic of Capricorn**） 地球的一纬度圈，其纬度值近似等于负的黄赤交角.

南极圈（**antarctic circle**） 地球表面上的纬度圈. 这个圈与南极的距离近似等于黄赤交角(23°27′).

内行星（**inferior planet**） 水星或金星,即轨道在地球轨道之内的行星.

逆行（**retrograde motion**） 反方向运动.

年（**year**） 地球围绕太阳公转一周的时间间隔.

年变（**annual variation**） 由于总岁差和自行的联合效应，在赤经、赤纬中引起的周年变化.

牛顿式聚焦望远镜（**Newtonian focus**） 一种反射望远镜，带有一平面副镜,使光束聚焦在镜筒侧面.

牛顿引力定律（**Newton's law of gravity**） 宇宙中每一质点对另一质点在两者联线方向上产生一个与两质点质量成正比与距离平方成反比的引力.

牛顿运动定律（**Newton's laws of motion**） 牛顿三定律是(1)每一物体在不受外力作用下保持静止状态或匀速直线运动状态;(2)若物体受外力作用,其质量与因此产生的加速度之积等于此外力;(3)当两物体相互以力作用时,这两个力大小相等而方向相反.

O

欧拉章动（**Eulerian nutation**） 极移的地球物理分量.

偶现流星（**sporadic meteor**） 并不与流星雨同时出现的流星.

P

偏近点角 (**eccentric anomaly**)　二体问题中的一个有用的变量。偏近点角 E 与平近点角的关系由开普勒方程给定。

偏食 (**partial eclipse**)　既非全食亦非环食的一种食，即被食天体仅部分地进入食天体的影锥。

偏心率 (**eccentricity**)　量 $e=(1-c^2/a^2)^{1/2}$，其中 a 和 c 是椭圆的半长轴和半短轴。它等于椭圆中心到焦点间的距离与半长轴之比。e 与扁率 f 的关系为 $e^2=2f-f^2$ ($f\geqslant 0$)。

偏心纬度 (**eccentric latitude**)　偏心纬度 θ 与地心纬度 (ϕ') 和大地纬度 (ϕ) 有关，关系式为 $\tan\theta=(1-e^2)^{1/2}\tan\phi=\tan\phi'/(1-e^2)^{1/2}$；其中 e 是参考椭球体的偏心率。

频带宽度 (**band width**)　某种设备接收或发射的电磁波谱线的那一部分宽度。

平赤道 (**mean equator**)　天球上表示扣除周期摄动后的瞬时天赤道大圆。

平赤道和平春分点 (**mean equator and equinox**)　用于表征已加总岁差(长期效应)改正而未加章动改正(周期效应)的参考系统。

平春分点 (**mean equinox**)　黄道对平赤道的升交点。

平恒星日 (**mean sidereal day**)　平春分点连续二次上中天的时间间隔。

平恒星时 (**mean sidereal time**)　平春分点时角。

平黄赤交角 (**mean obliquity**)　黄道对平赤道的倾角。

平黄经 (**mean longitude**)　升交点黄经、近星点角距、平近点角之和。

平极 (**mean pole**)　平赤道的北天极。

平近点角 (**mean anomaly**)　即量 $n(t-T)$，这里 n 是平均运动速率，t 是时间，T 是过近星点时刻。

平均半径 (**mean semidiameter**)　在平均地心距上的半径值。

平均赤道地平视差 (**mean equatorial horizontal parallax**)　平均地心距离代替瞬时地心距离时的赤道地平视差。

平均运动（**mean motion**） 是 $2\pi/P$，其中 P 为公转周期.

平均折射（**mean refraction**） 在标准大气状态下(例如一定的气压、温度、湿度)的大气折射值.

平均折射常数（**constant of mean refraction**） 在小天顶距下大气折射近似公式中的比例常数.

平太阳日（**mean solar day**） 假平太阳连续二次中天的时间间隔。等于视太阳日在一年内的平均长度.

平太阳时（**mean solar time**） 假平太阳时角加12时.

平位置（**mean place or position**） 设想从太阳系质心在贝塞尔假年年首观测天体在天球上相对于平赤道和平春分点的位置.

谱线轮廓（**line profile**） 在光谱内光强随波长变化的图象.

Q

气辉（**airglow**） 由地球大气中的荧光引起的光.

钱德勒摆动（**Chandler wobble**） 自转地理极的周期变化（416—433天），振幅≤15米.

切向速度（**tangential velocity**） 即为 $\frac{4.74\mu}{\pi}$ 千米/秒其中 μ 是恒星的自行，单位是角秒/年. π 是周年视差，单位是角秒.

倾角（**inclination**） 同交角.

秋分点（**autumnal equinox**） 天赤道和黄道交点，在这点太阳向南运动(赤纬减小).

球差（**spherical aberration**） 光学系统产生的一种像差。起因于主光轴以外的光通过物镜的不同部分，不能聚焦到同一焦平面上.

球面度（**steradian**） 球面中心的立体角，其在球表面所张的面积等于表面半径的平方.

球面角（**spherical angle**） 球面上两个大圆所夹的角.

球面三角形（**spherical triangle**） 球面上不交于一点的三个大圆所组成的三角形.

球面天文学（**spherical astronomy**） 专门研究天体位置的观测和归

算处理的学科.

球状星团（**globular cluster**） 一种密集的、老的、含有10^5—10^6颗恒星的球状星团. 球状星团系统相对于银河系中心以球对称分布.

区时（**zone time**） 一种平太阳时,但在15°经度的范围内,采用同一值.

全食（**total eclipse**） 一种交食现象，表现为一个天体的影锥全部地遮住另一天体,或者说一个天体的视圆面被另一天体完全遮挡.

R

热星等（**bolometric magnitude**） 当一个天体的距离为10秒差距,其总能量输出的对数计量值.

热(星等)改正（**bolometric correction**） 在绝对目视星等上加上这个改正,用以表示一个光源的总能量输出*. 它必然是非正值.

人差（**personal equation**） 一种因人而异的系统差.

人造卫星（**artificial satellite**） 任何发射进轨道的人造天体.

日晷（**sundial**） 指示地方视太阳时的仪器.

日面坐标（**heliographic coordinates**） 太阳的行面坐标系.

日射（**insolation**） 在一个天文单位的日心距离处，每单位面积上接收到的所有太阳辐射的比率.

日食（**solar eclipse**） 由月亮对太阳的遮食.

日心的（**heliocentric**） 参考于太阳中心的.

日心视差（**heliocentric parallax**） 同周年视差.

日月赤经岁差（**lunisolar precession in right ascen sion**） 赤经总岁差$(z+\zeta_0)$与行星岁差之和.

日月黄经岁差（**lunisolar precession in longitude**） 岁差常数与平黄赤交角的余弦之积.

日月黄经章动（**lunisolar nutation in longtitude**） 真天极相对于天极变化的周期运动.

日月交角章动（**lunisolar nutation in obliguity**） 真天赤道相对于

* 这就是把绝对目视星等化为热星等应加的改正. ——校者注

固定黄道交角的周期性摆动.

日月岁差 (lunisolar precession) 由太阳(约1/3)和月亮(约2/3)作用于地球赤道隆起部分的力矩引起的春分点相对于固定黄道的向西规则运动.

日月岁差常数 (constant of lunisolar precession) 用以表示天赤道在固定黄道上的瞬时降交点向西位移的线性长期项的系数.

儒略历 (Julian calendar) 由儒略·凯撒在公元前45年下令采用的历法.

儒略历书日期 (Julian ephemeris date) 自公元前4713年1月1日12时开始,以历书时量度的天数(可带有小数).

儒略年 (Julian year) 儒略世纪的百分之一.

儒略日数 (Julian day number) 儒略日的整数部分.

儒略世纪 (Julian century) 36525天作为一儒略世纪.

入凌 (ingress) 行星在凌日始时掠过太阳边缘的运动.

闰年 (leap year) 历法中包含一个或多个闰日的一年.

闰日 (intercalary day) 为使平均历年的长度接近回归年的长度,而在历法中加进的一日.

S

萨姆纳线 (Sumner line) 即位置线.

三角视差 (trigonometrical parallax) 恒星的周年视差. 这个名称也指应用标准测量技术来计算它的量值.

色差 (chromatic aberration) 光学系统的一种像差,由于这种像差,不同波长的光被聚焦在不同焦平面上.

色项 (color term) 在天体位置测量中的颜色差异效应.

色指数 (color difference or index) 在两个不同波长区域测定的两个星等之间的差. 通常取较短波长星等减较长波长星等(即在UBV系统中B－V或U－B).

沙罗周期 (Saros cycle) 用于预测重现交食的一种时间周期.

闪烁 (scintillation) 由于上层大气的湍流而引起的天体亮度的变

化。

上合 (superior conjunction) 外行星的合。

上中天 (upper transit, upper culmination) 天体的地平高度在代数上为最大时的瞬间，即天体的时角为0时的瞬间。

摄动 (perturbation) 加在运动天体上的一个非常小的附加作用。

摄谱仪 (spectrograph) 一种专门照相摄录光谱的仪器。

升 (rising) 当天体的几何天顶距等于90°，且位于东方时的瞬间。

升交点 (ascending node) 轨道平面与参考平面的交点。过这一点时纬向坐标值是上升的。

升交点黄经 (longitude of the ascending node) 轨道平面与参考平面交点的黄经，该点处沿轨道运动方向的黄纬是增加的。

生光 (third contact) 全食、掩星或卫凌行星过程开始结束的瞬间。

十字线网 (reticle) 望远镜目镜内的一组垂直交叉丝网。

时差 (equation of time) 视太阳时和平太阳时之差。

时角 (hour angle) 从天子午圈量度的角距离，向西为正，沿着天赤道到通过所研究天体的时圈与赤道的交点，其量为 $\tau - \alpha$，其中 τ 为恒星时(春分点时角)，α 为赤经。

时区 (time zones) 地球表面上宽度约为经度15°的带，用以确定民用时。

时圈 (hour circle) 赤道坐标系中大圆的次级系统。每一个均通过天极并与天赤道正交。

食 (eclipse) 一个天体由于在另一个天体后面通过，或者进入另一个天体的阴影部分，使其光辉全部或部分被遮掩的天文现象。

食带 (eclipse path) 地球上能看到食的地点的区域。

食分 (magnitude of eclipse) 被食天体的直径落在阴影中的分数。

食季 (eclipse season) 日、月食在一年中可能发生的时期。

食既 (second contact) 全食、掩星或卫凌行星中全部遮食开始的瞬间。

食年 (eclipse year) 地球绕太阳相对于月球交点线的公转周期；为346天14小时52分52秒。

食限 (eclipse limits) 太阳或月亮对于交点的最大距离，在此距离内

食可能发生.

实用天文学（**practical astronomy**） 关于天文观测仪器的构造、误差和使用等方面理论的学科.

视半径（**semidiameter**） 天体圆面以角度计量的尺度，若 R 为天体的线半径，r 为天体的地心距离，则 $\sin^{-1}(R/r)$ 即为其视半径.

视差（**parallax**） 由于坐标系平移产生的天体位置的移动.

视差常数（**parallax constant**）指两个分量 $\rho\pi_{\odot}\cos\phi'$ 和 $\rho\pi_{\odot}\sin\phi'$，这里 ρ 是观测者的地心距离，ϕ' 是其地心纬度，$\pi_{\odot}$ 是太阳视差常数.

视差椭圆（**parllactic ellipse**） 地球绕太阳周年运动期间，一颗星由于视差在天球上描划的轨迹.

视差因子（**parallax factor**） 指两个量 $\rho\pi_{\odot}\cos\phi'\sin h\sec\delta$（赤经上）和 $\rho\pi_{\odot}\sin\phi'\cos\delta-\rho\pi_{\odot}\cos\phi'\cos h\sin\delta$（赤纬上），这里 $\rho,\pi_{\odot},\phi'$ 如前条定义，h,δ 是天体的时角和赤纬.

视场（**field of view**） 通过望远镜可以看见的天球部分，以角度计量.

视地平（**apparent horizon**） 局部地形边界在天球上的投影.

视恒星日（**apparent sidereal day**） 真春分点连续两次上中天的时间间隔.

视恒星时（**apparent sidereal time**） 以真春分点周日运动定义的时间计量；真春分点的时角.

视上升（**apparent rising**） 天体在东点，而几何天顶距等于 90°加地平大气折射加天体半径减视差的这一瞬间.

视太阳日（**apparent solar day**） 太阳连续两次上中天的时间间隔.

视太阳时（**apparent solar time**） 以太阳的周日视运动定义的时间计量；太阳的时角加 12 小时.

视位置（**apparent place or position**） 从地心看到的天球上的点. 要经过总岁差、自行、章动、周日光行差（周的和 e 项）、周年视差、轨道运动和行星光行差等改正，化到平位置. 参考系是计算日期的真赤道和真春分点.

视下落（**apparent setting**） 天体在西点，而其几何天顶距等于 90°

加地平大气折射加天体半径减视差的这一瞬间.

视向速度（**radial velocity**） 同径向速度.

视星等（**apparent magnitude**） 天体亮度的一种对数度量. 星等的代数值越大,所指的天体越暗。肉眼看到的星，视星等在−1到+6等之间. 太阳的视星等约 $-23^{m}.7$. 照相能拍到的暗天体视星等约 22^{m}.

视正午（**apparent noon**） 太阳中天瞬间.

视直径（**apparent diameter**） 观测者看到的天体的直径. 它依赖于天体与观测者之间的距离.

视宁度（**seeing**） 用于描述望远镜由于低层大气湍流而引起的星象扰动的量.

世界历（**world calendar**） 一种建议的民用历改革方案,把一年分成等长的四个部分,在每一部分中,每月每日都有相同的星期几.

世界时（**universal time**） 格林尼治子午线上的平太阳时.

施密特照相机（**Schmidt camera**） 一种小畸变大视场的特殊照相机,用消球差改正底片消去初级球差.

疏散星团（**open cluster**） 同银河星团.

曙暮光（**twilight**） 日落后和日出前，上层大气被照亮时的那一段时间间隔,此时天色并未完全黑暗.

双星（**binary star**） 一种有两个子星的恒星系统的总称.

顺行（**direct motion, prograde motion**） 从北方看行星围绕主星以反时针方向运动(即从西向东运动).

朔（**new moon**） 同新月.

朔望（**syzygy**） 新月或满月的瞬间.

朔望月（**lunation, synodic month**） 月亮相位的序列，其时间间隔为完整的位相周期，即两次新月间的时间间隔,约 29 天 12 小时 44 分 03 秒.

四方点（**cardinal points**） 罗盘上的四个主要点,即东、西、南、北.这些点相应地是天子午圈(卯酉圈)和卯酉圈(天子午圈)与天文地平交点(极).

速度（**velocity**） 位置对时间的变化率.

岁差（precession of the equinoxes） 春分点在黄道上缓慢向西运动的进程.

岁差常数（constant of precession） 黄经总岁差的线性长期项系数，即日月岁差常数和 $\sec\varepsilon$ 的乘积，其中 ε 为黄赤交角.

T

台站误差（station error） 测地纬度与天文纬度之差.

太阳（sun） 太阳系的恒星.

太阳常数（solar constant） 日心距离1天文单位处每单位面积单位时间内接受到的能量总数.

太阳单色光照相仪（spectroheliograph） 一种用单色光专门拍摄太阳或太阳一部分的仪器.

太阳风（solar wind） 由太阳发出的一种微粒辐射流.

太阳日（solar day） 太阳连续两次上中天的时间间隔.

太阳时（solar time） 太阳时角加12时.

太阳视差（solar parallax） 见太阳视差常数.

太阳视差常数（constant of solar parallax） $\sin^{-1}(a/A)$ 值给定的角，其中 a 是参考椭球体的半长轴，而 A 是1天文单位，其值为8″.794148.

太阳系（solar system） 由太阳、大行星、小行星、卫星、彗星和行星际碎块组成的系统.

太阳向点（solar apex） 太阳系运动的方向在天球上的投影.

太阳运动（solar motion） 太阳系在星际空间的运动，见太阳向点.

太阴周（metonic cycle） 见默冬章.

天底（nadir） 天球上与天顶相对的一个点.

天顶（zenith） 头顶铅直向上，投影在天球上的一点.

天顶距（zenith distance） 地平坐标系的纬向坐标，地平高度的互补量.

天顶筒（zenith tube） 用于观测天顶附近恒星的一种特殊的子午环.

天极（celestial poles） 天赤道的极；通过自转地理极的延长线与天

线的交点.

天空平面（**plane of the sky**） 垂直于视线方向投影在天球上的一个平面.

天平动（**libration**） 使得地球上的观测者能看到月球表面约59%区域的任一种现象. 可分为光学天平动、视天平动和物理(或称力学)天平动.

天球（**celestial sphere**） 行星、恒星、星系等天体投影在其上的视球面.

天球赤道（**celestial equator**） 地球的地理赤道在天球上投影的大圆. 它的极是北天极和南天极. 它是赤道坐标系的基本圈.

天球子午圈（**celestial meridian**） 通过上天极的垂直圈，它也通过另一个天极，天顶和天底，与天文地平在北点和南点垂直相交.

天球坐标系（**celestial coordinate system**） 在天球上的坐标系统. 例如：地平系统、赤道系统或黄道系统.

天体（**celestial object**） 地球外面的任何物体，包括太阳、行星、月球、小行星、其他恒星、星系、星云等等.

天体测量位置（**astrometric place or position**） 视位置与周年光行差的圆分量之差. 它应用于冥王星、谷神星、婚神星、灶神星和智神星的照相观测的处理中.

天体测量学（**astrometry**） 研究和测定恒星和太阳系主要成员的运动、距离和位置的学科.

天体力学（**celestial mechanics**） 处理天体运动的力学分支. 主要的力是(牛顿)万有引力.

天体照相位置（**astrographic place or position**） 天体测量位置减光行差 e 项.

天体照相仪（**astrograph**） 宽视场照相机，特别适用于天体位置的照相测定.

天文赤道（**astronomical equator**） 在地球表面上，具有0°天文纬度的点的轨迹.

天文垂线（**astronomical vertical**） 由局部重力场方向决定的线，这

条线与天球相交于天文天顶与天底.

天文大气折射（**astronomical refraction**） 其值为

$$\int_1^{\mu_0}\left[\left(\frac{r\mu}{r_1\mu_0}\csc z_0\right)^2-1\right]^{-1/2}d\mu$$

其中 $\mu=\mu(r)$ 是大气折射率，r 是地心距离，z 是从地心天顶测量的天顶距. 下标零表示在观测者地方计算的量. 这是由于地球大气的折射所引起的天球上一点几何位置的移动量.

天文单位（**astronomical unit**） 近似等于地球的日心平均距离，后者为1.00000023天文单位. 1天文单位＝1.495978 × 10^8千米＝499.0047秒光行时.

天文地平（**astronomical horizon**） 其极是天文天顶和天底的天球大圆. 在天球上这个大圆垂线方向由地方引力场方向给定. 它是地平坐标系的基本圈.

天文经度（**astronomical longitude**） 天文子午面与通过格林尼治皇家天文台旧址的爱里子午环天子午面之间的二面角. 它的计量方向向东为正*.

天文年历（**almanac**） 列有天文事件及其发生时间的专用工具书.

天文三角形（**astronomical triangle**） 天球上的球面三角形，它的顶点是所讨论的点、天文天顶和上天极.

天文曙暮光（**astronomical twilight**） 太阳出或没与当太阳俯角为18°(天顶距＝108°)的瞬间之间的时间间隔. 也称天文晨昏蒙影.

天文天顶（**astronomical zenith**） 天文地平头顶上的极；天文垂线向上延伸与天球的交点.

天文纬度（**astronomical latitude**） 天文垂线与地球自转轴之间的锐角的补角.

天文子午圈（**astronomical meridian**） 地球表面上所有具有相同天文经度的点的轨迹. 也称天文子午线.

天文坐标（**astronomical coordinates**） 地球表面上的一种坐标系

* 从1963年起，实际上的天文经度起点是国际时间局（BIH）平均天文台，即位于赤道上的一个假想点，它与格林尼治子午圈十分接近. ——校者注

(天文纬度和天文经度)，与地球的大小和形状无关.

投影缩减加速度(foreshortening acceleration) 与透视加速度相同.

投影缩减项 (foreshortening terms) 由于透视加速度(即天体距离有限并具有视向速度)引起的自行变化率的改正. 设 μ 和 μ' 是赤经自行和赤纬自行，π 是周年视差，ν_r 是视向速度，则对 $d\mu/dt$ 和 $d\mu'/dt$ 的改正项为 $-2\mu\pi\nu_r$ 和 $-2\mu'\pi\nu_r$.

通约 (commensurate) 数量之间的一种关系，其中一个数在乘以一个有限分数后可以等于另一个数.

统计视差 (statistical parallax) 由相似的许多恒星及它们的视差和自行的统计而得出的恒星周年视差的估计.

透视加速度 (perspective acceleration) 由视向速度与周年视差的联合影响引起的在自行变化上的分量.

凸月 (gibbous moon) 当月球的距角大于 90°，且月球區面一半以上被照亮时月亮的相位.

椭球 (prolate spheroid) 一个椭圆绕其主轴旋转而成的图形.

椭圆光行差 (elliptic aberration) 周年光行差中与地球轨道偏心率成比例的部分.

椭圆星系 (elliptical galaxy) 由于投影看起来呈椭圆形，没有尘埃或气体，并且由晚型星组成的星系.

W

外行星 (superior planet) 指火星、木星、土星、天王星、海王星和冥王星，即其轨道在地球轨道以外的行星.

弯曲 (flexure) 望远镜镜筒的弯曲，主要是由于它的重量引起的，温度和弹性效应也起一定作用.

完全星表 (complete catalog) 包含恒星位置、自行、距离和视向速度的星表.

晚型星 (late type star) 光谱型为 F6-F9，G，K和M的冷星.

望 (full moon) 月亮在冲时，其整个亮面朝着地球时的月球相位.

望远镜（telescope） 用于观测、测量或拍摄天体的光学仪器.

纬度（latitude） 天体方向与基本参考平面间的锐角.

纬度变化（variation of latitude） 由于地球的固体部分相对于其自转轴的漂移，而使地球上的纬度值呈现细微的近周期性的变化.

纬度订正（reduced latitude） 见偏心纬度.

纬度天平动（libration in latitude） 由于月亮自转轴不垂直轨道面所致的天平动分量.

纬向(平行)圈（parallels of latitude） 平行于天文地平的小圆.

卫星（moon） 大行星的自然卫星.

位置（location） 观测者相对于一确定坐标系的完整的三维标识.

位置角（position angle） 是一球面角. 其顶点在参考天体上，一边是通过参考天体的赤纬圈，另一边是通过目标天体和参考天体的大圆，自此向东计量.

位置圈（circle of position） 地球表面上的小圆，中心在星下点，半径等于观测者看到的恒星的天顶距. 观测者在这圈上某一点.

位置线（line of position） 连接航海者定位的二星或三星点的直线.

物镜（objective） 光学系统的主要成像部件.

物理天平动（physical libration） 见动力学天平动.

X

西点（west point） 天文地平圈上距北点 90° 的点(逆时针量)，在春分和秋分时，太阳在此点落下.

下合（inferior conjunction） 内行星的会合.

下中天（lower culmination; lower transit） 天体地平高度的代数值最小的瞬间，也即天体时角为±12 小时的瞬间.

夏至（summer solstice） 黄道上太阳赤纬达最大值的一点； 也指太阳到达此点的瞬间.

线性动量（linear momentum） 物体质量与线性速度之积.

线性加速度（linear acceleration） 位置对时间的二次导数；线性速度的时间变化率.

相对星表（relative catalog） 由相对于位置已知的恒星计量所得的星位构成的恒星位置表。

相位（phase） 太阳系天体被照亮侧面的可见部分变化的现象。

相位函数（phase function） 被照亮天体在一定相位角时的亮度与其零相位角时的亮度之比。

相位积分（phase intergral） 等于 $\int_0^{2\pi}\Phi(\alpha)\sin\alpha d\alpha$，其中 α 为相位角，Φ 为相位函数。

相位角（phase angle） 照明天体与观测者在被照亮天体处的夹角。

向点（apex） 天体运动方向在天球上所指的那个点。

像（image） 由一个物体发出的光或反射的光经过反射或折射形成的光学显示。

像差（aberration） 光学系统理想成像中的缺陷。一般类型有球差、彗差、畸变、色散现象和色差等。

像管（image tube） 由光敏表面发射的电子通过电磁场聚焦成像的一种装置。

消光（extinction） 由于吸收和散射引起的光的衰减。

消光系数（extinction coefficient） 大气消光的一种量度，以星等每大气质量为单位。

消球差系统（aplanatic system） 彗差、色差、球差一起改正的三透镜系统。

小潮（neap tide） 一月中最小的海潮，出现在上弦月或下弦月时。

小行星（asteroid） 在太阳系中成千上万的小天体之一。大多数在火星和木星之间。

小圆（small circle） 球面上除大圆以外的圆。

协调世界时（UTC）（coordinated universal time） 见 UTC。

偕日落（helical setting） 黄昏时西方尚能见到星的最迟时刻。

偕日升（heliacal rising） 傍晚在东方能见到星的最早时刻。

心射图法（gnomonic projection） 从球面向通过某点的切平面上的投影。

新星（nova） 一种辐射能量突然爆发的恒星，其时视星等可能增加14等以上。

新月（new moon） 当处于下合时的月亮之月相，其时月亮的可见半球无日光照亮。

星表（star catalog） 准确的恒星位置表。

星表平位置（catalog mean place or position, mean catalog place or position） 从太阳系（计及光行差 e 项）质心看一个天体在天球上的相应点，参考系是贝塞尔年（在现代星表中取1900.0、1950.0、1975.0或2000.0）年首的平赤道和平春分点。或者说加上椭圆光行差改正的平位置。

星表位置（catalog place or position） 见星表平位置。

星等（magnitude） 具有任意零点、用对数尺度、关于天体亮度的一种量度；星等＝－2.5lg(亮度)＋常数。

星等相位函数（phase function in magnitude） 等于－2.5lg（相位函数）。

星等项（magnitude term 在测量天体位置时，其视亮度的影响。

星际介质（interstellar medium） 在星际空间的气体、尘埃和微粒。

星际吸收（interstellar absorption） 在星际空间，由星际介质引起的光的减弱和红化现象。

星际消光（interstellar extinction） 同星际吸收。

星位（position） 天体的视方向。

星位角（parallactic angle） 时圈和地平经圈在星位点上的夹角。

星系（galaxy） 银河系之外，恒星、尘埃和气体大量密集的区域。从形态上分类星系分为椭圆星系、旋涡星系和不规则星系。

星系团（cluster of galaxies） 一种大的（$\gtrsim 10^{2}$）星系群。

星下点（substellar point） 地球表面上的一点，恒星的地心位置矢量在该点与地面相交。

星云（nebula, nebulosity） 用于描述天球上模糊的弥漫光斑的术语

星座（constellation） 一群恒星分布的构形（有时是想象的），以特定的事物、人物或动物命名。

行面坐标（planetographic coordinates） 对太阳、月亮和行星而言类似于地球的地理坐标。

行心坐标（planetocentric coordinates） 对太阳、月亮和行星而言类似于地球的地心坐标。

行星（planet） 太阳系中围绕太阳的固态或大尺度气态天体。

行星光行差（planetary aberration） 恒星光行差与光行时改正之和。

行星际介质（interplanetary medium） 在行星际空间稀疏分布着的气体、尘埃和微粒。

行星岁差（planetary precession） 行星对地球的引力摄动引起的春分点沿赤道向东运动*，同时还使黄赤交角不断减小。

选区（selected areas） 指天球上 262 个小区域，区域中包含的恒星用于作为各种测量的样本。

旋涡星系（spiral galaxy） 一种河外星系，其主要特征是从椭球状的核心区域有旋臂伸出。旋臂位于星系盘所在的平面内。这类星系通常包含大量气体、尘埃和年轻恒星，并且具有较差自转。

寻星镜（finder, finder telescope） 一种具有大视场的小望远镜，用于引导小视场的大望远镜。

Y

衍射（diffraction）当光通过不透明物质的边缘时产生的弯曲或扩散。

衍射光栅（diffraction grating） 由紧密排列的狭缝（通常是平行且等距的）构成的装置，它能把入射光线分解成各分量。

衍射极限（diffraction limited） 光学系统其角分辨率受衍射效应影响的最大程度。

掩始（immersion） 在掩体的边缘，被掩体消失的现象；或在食体影子的边缘，被食体消失的现象，即掩星或交食过程的开始。

掩星（occulation） 一个天体在另一个天体视面后消失的天文现象。

夜天背景（night sky background） 由于气辉、银河光、黄道光在夜

* 原文为"行星对地球的引力摄动引起的春分点在黄道上缓慢而有规则的向西运动"，有误。——校者注

间天空产生的暗淡弥散的光照.

耶鲁星表（**Yale catalogues**） 覆盖整个天球篇幅浩大但非均匀的照相天区星表汇编.

倚数法（**method of dependences**） 由史莱辛格（Schlesinger）建立的一种图像技术输出法，用于线性干版模型的快速近似解法.

银道坐标系（**galactic coordinate system**） 银心距、银纬和银经的天球坐标系. 银道是由中性氢的射电辐射定义的.

银河（**milky way**） 银河系的名称；沿着银道的可见亮带.

银河系（**Galaxy**） 我们所在的星系，是一个大的旋涡星系. 太阳位于银盘附近，距离银河系中心大约10千秒差距.

银河星团（**galactic cluster**） 位于银盘上包含50—1000颗星、松散、年轻、不规则形状的星团.

引力常数（**constant of gravitation**） 牛顿万有引力定律的比例常数；$G = 6.672 \times 10^{-11}$ 米^3/(千克·秒^2).

影锥（**shadow cone**） 由于天体挡住亮光所形成的锥形暗区.

盈（**waxing gibbous**） 月亮的日照可见部分面积日益增大的位相.

优值（**figure of merit**） 光学系统质量下降达到的程度.

余纬度（**colatitude**） 纬度的补数(即90°减纬度).

宇宙光（**cosmic light**） 河外源产生的对夜空背景光的微弱贡献.

原子时（**atomic time**） 以原子跃迁的稳定性为基础的一种时间系统，特指以 ^{133}Cs 基态的超精细跃迁为基础的时间.

远地点（**apogee**） 地心轨道上地心距离最大的一点.

远日点（**aphelion**） 日心轨道上日心距离最大的一点.

远星点（**apoastron**） 天体与主星距离最远时天体轨道上的一点.

月（**month**） 大致上与太阴月相关联的历法量度.

月地空间（**cislunar**） 地球和月亮轨道之间的行星际空间.

月亮（**moon**） 地球的唯一自然卫星.

月面坐标系（**selenographic coordinates**） 月亮的行面坐标系.

月食（**lunar eclipse**） 地球引起的月亮交食.

陨星（**meteorite**） 流星落到地球上的残剩物.

晕 [halo (of the sun or moon)] 因卷层云中冰晶的折射而形成的一种光环.

Z

早型星 (early type star) 光谱型为 O, B, A 和 F0—F5 的热星.

站心的 (topocentric) 以观测者为参考系的.

站心天平动 (topocentric librations) 由于观测者在地球表面位置的变化而产生的天平动的分量.

站心位置 (topocentric place or position) 以一架理想的光学仪器观测天体,仪器所指天球上的实际方向. 它包含了归算视位置所需改正的周日视差、大气折射和周日光行差. 参考架是观测日期的真春分点和黄道.

章动 (nutation) 主要由于月亮摄动引起的平赤道的周期运动.

章动常数 (constant of nutation) 黄赤交角的周期变化表达式中 $\cos\Omega_{☽}$ 的系数 ($\Omega_{☽}$ 是月球轨道在黄道上的升交点平黄径); 其值为 9. 2109.

照相测光 (photographic photometry) 一种光度测量技术. 用照相底片及星象直径与星等的关系来进行测量.

照相星等 (photographic magnitude) 天体的一种星等,以传统的蓝色灵敏乳胶进行测量所得.

折射角 (angle of refraction) 未受折射影响的天顶距(z)和受折射影响的天顶距 (ζ) 之间的差值. 在平面平行大气层中 $\sin z = n\sin\zeta$, 其中 n 是折射指数(率);则 $R = z - \zeta \simeq (n-1)\tan\zeta$.

折射率 (index of refraction) 光在真空中的速度与在介质中的速度之比为该介质的折射率.

折射望远镜 (refracting telescope) 物镜为透镜或透镜系统的光学仪器.

折轴焦点 (coude focus) 反射望远镜中的两个或更多个副镜的一种构形,借此, 光线传送到望远镜的极轴,并且聚焦在与望远镜的运动部分分离的地方.

真赤道（**true equator**） 天球上表示包含周期摄动的瞬时天赤道的大圆.

真春分点（**true equinox**） 黄道在真赤道上的升交点.

真方位（**true bearing**） 方位角加180°,用于航海.

真黄经（**true longitude**） 升交点黄经、近星点辐角和真近点角之和.

真近点角（**true anomaly**） 在天体轨道面上从近星点到天体所在点相对于中心天体所在焦点计量的角度.

真天极（**true pole**） 真赤道的北天极.

真位置（**true place or position**） 从太阳系质心观测天体相对于观测日期真赤道和真春分点而得的天球上的位置. 它包含了为归算到平位置所需的自行、岁差、光行差e项和章动的各项改正.

正高改正（**orthometric correction**） 由于水准面不平行造成的对高程测量的改正.

质心的（**barycentric**） 以一个系统的质量中心为参照的.

中天（**culmination, transit**） 天体到达它的最大高度的瞬间，也即天体过子午圈的时刻.

中心差（**equation of the center**） 真近点角与平近点角之差. 通常用平近点角的傅里叶级数表示,其系数取决于轨道偏心率.

钟（**clock**） 由一个固定频率振荡器和显示从一个特定时刻起算的这种振荡渐增数的机械所组成的装置.

重力异常（**gravity anomalies**） 地球实际重力场对于参考椭球体重力场的偏离.

周年的（**annual**） 按年间隔的.

周年光行差（**annual aberration**） 由于地球轨道运动和太阳的太阳系质心运动结合形成的恒星光行差分量.

周年光行差常数（**constant of annual aberration**） 其值为 $\kappa = 20''49552$,它等于 $(v/c)\csc 1''$,其中 v 是地球绕太阳的平均速度， c 是真空中的光速. 特别是 $v = 2\pi a/[P(1-e^2)^{1/2}]$,其中 a 是地球轨道的半长轴，e 是地球轨道的偏心率,而 P 是地球公转的恒星周期.

周年视差（annual parallax） 从地心和从日心看去，天体方向的几何投影之间的角位移. 如果 π 是一颗恒星的周年视差，r 是它的日心距离，而 a 是地球轨道的半长轴，则 $\sin\pi = a/r$.

周期（period） 在重复过程中完成一周所需的时间间隔.

周期彗星（periodic comet） 经若干年后回归而可见的彗星.

周日的（diurnal） 每日的.

周日光行差（diurnal aberration） 由于地球自转引起的恒星光行差分量.

周日光行差常数（constant of diurnal aberration） 其值为 0''3200 $\rho\cos\phi'$，ρ 是观测者的地心距离，以地球赤道半径(6378 140千米)为单位，ϕ' 是观测者的地心纬度. 它值部分等于 $2\pi a\csc 1''/(cP)$，a 是地球赤道半径，P 是地球自转的恒星周期，c 是真空中的光速.

周日(平行)圈（diurnal circle） 由于地球周日旋转导致天体在天球上描划出的轨迹. 由于观测环境，特别是大气折射、视差和光行差，这种轨迹不是一个理想的圆.

周日视差（diurnal parallax） 从观测者和从地心看到的天体方向几何投影之间的角位移.

周日运动（diurnal motion） 因地球自转引起的天球西向视运动.

自行（proper motion） 由于天体相对于惯性标架的固有运动而引起的运动角速率.

姿态（attitude） 相对于某个参考平面的火箭或人造卫星的定向.

子午圈（meridian） 同天子午圈.

子午环（meridian circle） 一种限制在天子午圈平面内移动并配有垂直分划度盘、用于测量天体中天天顶距的光学仪器.

子午线（meridian line） 同天子午圈.

子午仪（transit circle） 一种测量天体中天时刻赤纬的光学仪器.

总岁差（general precession） 天赤道和黄道的长期运动现象. 日月岁差、行星岁差和测地岁差的总和.

总岁差赤经变率（speed of general precession in right ascension）

由总岁差引起的在 $\delta = 0$ 处的 $\frac{d\alpha}{dt}$ 的变幅，以 m 表示.

总岁差赤纬变率(speed of general precession in declination) 由总岁差引起的 $\frac{d\delta}{dt}$ 的变幅，以 n 表示.

总自行 (total proper motion) 即量 $[(\mu\cos\delta)^2 + (\mu')^2]^{1/2}$，其中 μ 和 μ' 是赤经自行和赤纬自行，δ 是赤纬.

最大亮度 (greatest brilliancy) 对于一颗行星当 $(r + \rho + R)(r + \rho - R)/(r^4\rho^3)$ 最大的瞬间，其中 r 是行星的日心距，R 是太阳的地心距，而 ρ 是行星的地心距.

A1 美国海军天文台 (USNO) 的原子时系统.

AC 照相天图星表(Astrographic Catalogue) 的缩写. 这是 19 世纪编制的第一部宏大的全天非均匀照相星表.

AGK 1 德国天文学会照相星表系列中第一星表的缩写. 包含 $\delta = -2°$ 以北，星等直到 $m_{pg} = 9^m$ 的恒星.

AGK 2 AG 第二星表的缩写；包含 180,000 颗恒星.

AGK 2 A AGK 2 参考星表的缩写；包含 13,747 颗恒星.

AGK 3 AG 第三星表的缩写；包含自行.

AGK 3 R AGK 3 参考星表的缩写；包含 21,499 颗恒星.

APFS 基本星视位置表 (Apparent Places of Fundamental Stars) 的缩写；每年出版，包含所有 FK 4 星.

A 型星(A Star) 一种带蓝色的恒星，例如天狼星或织女星. 在其光谱中呈现强的氢线. 也有源于一次电离的镁、硅、铁、钛和钙的谱线出现. 表面温度的范围为从 7500 到 11000K.

B 星等 (B magnitude) UBV 系统中中心在 4400 埃的蓝星等.

B 型星 (B star) 一种带蓝色的恒星. 例如参宿七(猎户座 β)和角宿一(室女座 α)，在它的光谱中呈现强的中性氦线. 也有一次电离的氧和镁及一次和二次电离的硅的谱线出现. 表面温度的范围为 11 000 到 25000K.

CPC 1950.0，好望角 (Cape) 照相星表的缩写. 覆盖 $\delta = -30°$ 以

南，每平方度有10颗星的密度．m_H 在 7^m 和 10^m 之间．

ET 历书时的缩写．

ET0 国际月历表的历书时系统．

ET1 ET0 的一种微小修改．

ET2 ET0 的另一种微小修改．

FC 奥韦斯（Auwers）基本星表的缩写，是德国编纂基本星表系列中的第一部．以后为 NFK，FK 3 和 FK 4 所代替．

FK 3 第三基本星表，后由 FK 4 取代．

FK3 R 用以修订 FK 3 的星表的缩写．

FK 4 第四基本星表的缩写．是德国编制的基本星表系列中最近的一部*，它有1535颗亮星，在实用上，近似地体现一种惯性参考系．

FK4SUP FK 4 补编；包含1987颗对于 FK 4 的补充星，春分点和历元为1950.0．

FK5 第五基本星表，预期在本世纪80年代中期接替 FK 4，包含近5000颗恒星．

F 型星（F Star） 一种蓝白色恒星，例如老人星（船底座 α）和南河三（小犬座 α）显示强的氢线和钙、铁和铬的一次电离线．表面温度范围为6000到7500K．

F 数（F number） 透镜或反射镜焦距对它的直径的比率．

GC 博斯（Boss）编制的历元为1950.0含有33342颗恒星的总星表的缩写．

G 型星（G star） 一种带黄色的星，如太阳．其中电离钙的氢和钾线以及许多其他中性的和一次电离的金属线在它们的光谱中明显．表面温度范围在5000到6000K．

HD 星表（HD catalog） 德雷伯（Henry Draper）分光星表的缩写．是一本约有300,000颗恒星的简单光谱星表．

IC 索引星表（Index Catalogue） 的缩写，是 NGC 的补篇．

I 星等（I magnitude） 扩展的 UBV（即 UBVRI）系统中的红外星

---

* FK 5 星表作为本系列中的最近一部已编制完成．——校者注

等，中心位于0.9微米。

KSS 一本属FK3系统包含 $\delta = -5°$ 以北3356颗暗星（$m_{pg} = 8$—10ᵐ5）星表的缩写。

M 型星 红巨星，例如心宿二（天蝎座 α）和参宿四（猎户座 α），它们的光谱主要是中性金属和氧化钛谱线。表面温度小于3000K。

MKK 系统 （MKK system）用光谱型、谱线强度和谱线宽度表示的恒星分类系统。它把光谱型和光度型联系在一起。

NFK 彼得斯（Peters）新基本星表的缩写，它曾替代了FC星表，而后又被FK3所替代。

NGC 德赖尔（Dreyer）编纂的星云星团新总表的缩写。

N30 摩根（Morgan）根据N30标准系统编纂的1950.0历元5268颗标准星星表的缩写。

O 型星 （O star）非常蓝的一型恒星，例如具有少量吸收线的蝎虎座10星（10 Lac），以电离氦和二次电离氮的吸收线为主。表面温度超过25000K。

R 星等 （R magnitude） 扩展的UBV系统（即UBVRI）的红色星等，中心为0.7微米。

SAOC 由史密松天体物理台（SAO）编纂的包括约250 000恒星星表的缩写。

SRS 南天球的AGK 3R型星表南天参考星表的缩写。

TAI 国际原子时（International Atomic Time）的缩写。

UBV 系统 （UBV system）由约翰逊（H. L. Johnson）和摩根（W. W Morgan）发展的三色宽波带测光系统。

ubvy 系统 （ubvy system）由斯特隆格伦（B. Stromgren）发展的四色中波带测光系统。

UT 世界时（universal time）的缩写。

UTC 协调世界时；一种利用跳秒使均匀原子时系统保持最接近UT2的时间系统。

UT0 直接从恒星观测经恒星时与世界时之间确定的数值关系式归算而得的世界时。

UT1 UT0 加极移改正。

UT2 UT1 加地球自转的季节性变化改正。

U 星等 （U magnitude） UBV 系统的紫外星等，中心位于 3650 埃。

V 星等（V magnitude） UBV 系统中的目视星等或黄星等，中心位于5500 埃。

参 考 文 献

Abt, H. A., and E. S. Biggs, *Bibliography of Stellar Radial Velocities*, Latham Press, New York, 1972.

Allen, C. W., *Astrophysical Quantities*, Athlone Press, London, 1973.

Allen, G., B. Balafs, and J. Ruprecht, *Catalog of Star Clusters and Associations*, Czechoslovak Academy of Sciences, Budapest, 1970.

Allen, R. H., *Star Names and Their Meanings*, G. E. Stechart, 1899 (reprinted as *Star Names—Their Lore and Meaning*, Dover, New York, 1963).

Auwers, A., *Publ. d. Astron. Gesellschaft* **14** (1879).

Auwers, A., *Publ. d. Astron. Gesellschaft* **17** (1883).

Blanco, V. M., S. Demers, G. G. Douglas, and M. P. Fitzgerald, *Publ. U.S N O*, **21** (1968).

Boss, B., *General Catalogue of 33342 Stars for the Epoch 1950*, Carnegie Institution of Washington Publ. No. 486, Washington D.C., 1937.

Brosche, P., *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg*, No. 17 (1966).

Brosche, P., *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg*, No. 23 (1970).

Brosche, P., H. Nowacki, and W. Strobel, *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg*, No. 15 (1964).

Chauvenet, W., *A Manual of Spherical and Practical Astronomy*, Constable and Co. Ltd., London, 1891 (reprinted by Dover, New York, 1960).

Danby, J. M. A., *Fundamentals of Celestial Mechanics*, Macmillan, New York, 1962.

Doolittle, C. L., *A Treatise on Practical Astronomy*, Wiley, New York, 1895.

Eichhorn, H., *Astr. Nachr.* **285**, 16 (1960).

Eichhorn, H., *Astronomy of Star Positions*, Ungar, New York, 1974.

Eichhorn, H., and J. Russell, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **174**, 679 (1976).

Eichhorn, H., and C. A. Williams, *Astron. J.* **68**, 221 (1963).

Eichhorn, H., W. D. Googe, and G. Gatewood, *Astron. J.* **72**, 626 (1967).

Elvove, S., *U.S.N.O. Circular*, No. 146 (1974).

Escobal, P. R., *Methods of Astrodynamics*, Wiley, New York, 1968.

Fricke, W., *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg*, No. 11 (1963).

Garfinkel, B., *Astron. J.* **50**, 169 (1944).

Geyling, F. T., and H. R. Westerman, *Introduction to Orbital Mechanics*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1971

Googe, W., *Astron. J.* **72**, 623 (1967)

Googe, W. D., P. Eichhorn, and C. F. Lukac, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **150**, 35 (1970).

Hauck, B., and J. Jung, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **16**, 289 (1974)

Heide, K. von der, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **32**, 141 (1978).

Humphreys, W. J., *Physics of the Air*, McGraw-Hill, New York, 1940 (reprinted by Dover, New York, 1964).

Iriarte, B., H. L. Johnson, R. I. Mitchell, and W. K. Wisniewski, *Sky Telesc.* **30**, 1 (1965).

Jaschek, C., H. Conde, and A. C. Sierra, *Obs. Ast. Univ. Nacional de la Plata*, Ser. Ast. 28(2) (1964)

Jenkins, L. F., *General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes*, Yale University Observatory, New Haven, 1952

Jenkins, L. F., *Supplement to the General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes*, Yale University Observatory, New Haven, 1963.

Jeffreys, W. H., *Astron. J.* **84**, 1775 (1979).

Johnson, H. L., and H. R. Morgan, *Astrophys. J.* **117**, 313 (1953).

Johnson, H. L., R. I. Mitchell, B. Iriarte, and W. K. Wisniewski, *Univ. of Arizona Lunar and Planetary Lab. Comm.* **4**, 99 (1966)

Kamp, P. van de, *Principles of Astrometry*, Freeman, San Francisco, 1960.

Kopff, A., *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Berlin-Dahlem*, No. 54 (1937).

Kopff, A., *Abh. Preuss. Ak. Wiss.* **kl**, 1938, No. 3 (1938)

Kozai, Y., *Astron. J.* **64**, 367 (1959).

Lieske, J. H., T. Lederle, W. Fricke, and B. Morando, *Astron. and Astrophys.* **58**, 1 (1977).

McNally, D., *Positional Astronomy*, Wiley, New York, 1974.

Marsden, B. G., *Catalogue of Cometary Orbits*, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Massachusetts, 1979.

Maxwell, A. D., *Astron. J.* **42**, 13 (1932).

Milnes, H. W., *Cel. Mech.* **7**, 295 (1973).

Morgan, H. R., *Astron. Pap. Amer. Eph. and N[illegible]* **13**, Pt. 3 (1952).

Morgan, W. W., P. C. Keenan, and E. Kellman, [illegible]*las of Stellar Spectra*, University of Chicago Press, Chicago, 1943

Morrison, J., and S. Pines, *Astron. J.* **66**, 15 (1961).

Mueller, I. I., *Spherical and Practical Astronomy*, Ungar, New York, 1969.

Mulholland, J. D., *Publ. Astron. Soc. Pac.* **84**, 357 (1972).

Nassau, J. J., *Practical Astronomy*, McGraw-Hill, New York, 1948.

Nautical Almanac Offices of the U.K. and the U.S.A., *Explanatory Supplement to The Astronomical Ephemeris and The American Ephemeris and Nautical Almanac*, Her Majesty's Stationary Office, London, 1961 (second edition, 1974)

Newcomb, S., *A Compendium of Spherical Astronomy*, Macmillan, New York, 1[illegible] (reprinted by Dover, New York, 1960)

Peters, J., *Veröff. Astron. Rechen-Inst. Berlin*, No. 33 (1901).

Plummer, H. C., *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **92**, 892 (1932).

Porter, J. G., and D. H. Sadler, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **113**, 455 (1953).

Schlesinger, F., *Astrophys. J.* **33**, 161 (1911).

Scott, F. P., and J. A. Hughes, *Astron. J.* **69**, 368 (1964).

Smart, W. M., *Text-Book on Spherical Astronomy*, Cambridge University Press, Cambridge, 1931 (fourth edition, 1944).

Staff of the SAO, *Star Catalog*, Publication of the Smithsonian Institute of Washington, No. 4562, Washington, D.C., 1966.

Stumpff, P., *Astron. and Astrophys.* **78**, 229 (1979).

Sulentic, J. W., and W. G. Tifft, *The Revised New General Catalogue of Nonstellar Astronomical Objects*, University of Arizona Press, Tucson, 1973.

Szebehely, V., *Theory of Orbits*, Academic, New York, 1967.

Vaucouleurs, G. de, A. de Vaucouleurs, and H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas Press, Austin, 1976.

Wilson, R. F., *General Catalogue of Stellar Radial Velocities*, Carnegie Institution of Washington Publication No. 601, Washington, D.C., 1953.

Woolard, E. W., *Astron. J.* **58**, 1 (1953).

Woolard, E. W., and G. M. Clemence, *Spherical Astronomy*, Academic, New York, 1966.

Yallop, B. D., F. G. Watson, and A. Milsom, *Observatory* **96**, 196 (1976).

Young, A. T., "Observational Technique and Data Reduction," in N. Carleton, Ed., *Methods of Experimental Physics*, Vol. 12A, Academic, New York, 1974.

［Ｇｅｎｅｒａｌ Ｉｎｆｏｒｍａｔｉｏｎ］
书名＝计算球面天文学
作者＝
页数＝２５２
ＳＳ号＝０
出版日期＝
Ｖｓｓ号＝８９２４２１９２

封面
书名
版权
前言
目录
正文